ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 22 JANVIER 1934.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE BOREL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Après le dépouillement de la Correspondance, M. le **Président** s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères,

Je dois encore aujourd'hui vous annoncer un nouveau deuil : notre Confrère **Pierre Bazy** est mort ce matin; comme nos Sections de Mécanique et d'Économie rurale, notre Section de Médecine et de Chirurgie voit ainsi disparaître en moins d'un an deux de ses membres. Depuis quelques mois déjà, Pierre Bazy était malade et nous n'avions pas le plaisir de le voir à nos séances hebdomadaires, mais nous voulions espérer que sa robuste constitution viendrait à bout du mal qui l'oppressait. Il n'en a pas été ainsi et nous sommes tous profondément attristés par ce nouveau deuil.

Pierre Bazy était né à Sainte-Croix (Ariège), le 28 mars 1853, d'une famille qui paraît avoir résidé là depuis plusieurs siècles puisqu'on retrouve sur les registres paroissiaux qui remontent à 1400 des Bazy pendant toute cette longue période.

Il commença ses études de médecine à Toulouse; quelques mois après le début de ses études, il fut informé par le ministère de la Guerre qu'il était reçu à Saint-Cyr dans une promotion supplémentaire; il donna sa démission, ce qui montre qu'il avait déjà pris un grand intérêt à la médecine.

Il fit son service militaire à Lyon, vint ensuite à Paris, devint interne des hôpitaux, puis chirurgien des hôpitaux et Membre de l'Académie de

Médecine. Il fut notamment pendant plus de vingt ans, y compris les années de guerre, chirurgien de l'hôpital Beaujon, et en même temps chargé de cours de clinique annexe à la Faculté de Médecine. Lorsqu'il fut élu, le 24 janvier 1921, Membre de notre Section de Médecine et de Chirurgie, il était chirurgien honoraire des hôpitaux de Paris.

Il ne m'est pas possible d'énumérer, même brièvement, toutes les contributions de Pierre Bazy à la chirurgie et notamment à la chirurgie des voies urinaires dont il s'occupa tout spécialement; il avait acquis dans ce domaine une réputation universelle qui faisait parfois oublier l'importance de ses travaux de chirurgie générale.

Parmi ces contributions importantes apportées par Bazy à la science médicale et chirurgicale, il faut signaler l'utilisation des injections préventives dans les cas de blessures entraînant le tétanos. Cette méthode, d'abord fort discutée, est aujourd'hui universellement admise; elle a fait ses preuves pendant la grande guerre et a sauvé de très nombreuses existences.

Une autre découverte importante de Pierre Bazy fut d'avoir montré, dès 1895, contre la plupart des chirurgiens de cette époque, que la pleurotomie était une opération relativement innocente en soi et que, dans certains cas, on devait sans crainte pratiquer un pneumothorax chirurgical. Cette pratique opératoire a permis de sauver de nombreux blessés pendant la guerre, et est maintenant devenue courante. On doit également à Bazy d'avoir été le premier à pratiquer des opérations sur la vessie, alors que cet organe apparaissait comme exclu du domaine des interventions chirurgicales.

La science et l'art opératoire font une grande perte en la personne de Pierre Bazy. Nous prions tous les siens d'agréer l'expression de notre sympathie.

La séance sera levée en signe de deuil après l'élection inscrite à l'ordre du jour.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les intégrales quadratiques des équations de la dynamique et sur les systèmes conjugués de l'espace euclidien à n dimensions.* Note [1] de M. **Jules Drach.**

1. L'*intégration logique* des systèmes différentiels ordinaires lorsqu'ils dépendent *rationnellement* (ou algébriquement) de deux éléments *paramé-*

---

[1] Séance du 15 janvier 1934.

triques au moins, conduit pour la détermination des cas de *réduction* à des systèmes *surabondants* d'équations, dont la solution générale est moins étendue que dans le cas d'un seul élément paramétrique figurant sous forme rationnelle. C'est ce qui arrive toujours pour les équations de la Dynamique *à plus de deux variables indépendantes*, puisque les vitesses figurent au second degré dans la force vive.

Il peut se faire alors que la détermination des cas de réduction n'entraîne aucune intégration quand on choisit comme variables les *caractéristiques d'Ampère* du problème qui sont les arguments des fonctions arbitraires subsistant dans la solution générale, c'est-à-dire quand on cherche les *types* présentant une réduction définie. Le passage à des variables quelconques se fait par des opérations simples; c'est un problème *d'équivalence*.

A titre d'exemple, je vais traiter ici, *analytiquement*, le cas des *intégrales quadratiques des équations de la dynamique* pour un système *conservatif*.

Ce problème a reçu des solutions partielles classiques de Jacobi et de J. Liouville un problème particulier, celui des systèmes *correspondants* (qui ont les mêmes trajectoires), objet de belles recherches de P. Painlevé, R. Liouville et de M. T. Levi-Civitá, conduit aussi à des intégrales quadratiques.

La solution, de beaucoup la plus étendue, a été donnée *sous forme synthétique* par P. Staeckel ([1]). Dans le cas *principal* les intégrales quadratiques dépendent de $(n+1)$ groupes de n fonctions d'un argument.

2. Les résultats de P. Staeckel se présentent comme suit :

Les variables $q_1, \ldots, q_n$ sont partagées en m groupes, le $i^{\text{ème}}$ formé des variables $q_{i1}, q_{i2}, \ldots, q_{i\alpha_i}$ comporte α_i éléments; on a donc

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \ldots + \alpha_m = n.$$

On considère les équations

$$(\mathrm{E}_i) \qquad \Theta_i(q_{ij}, p_{ij}) = \varphi_{i0} + h_1\varphi_{i1} + \ldots + h_m\varphi_{im} \qquad (i = 1, \ldots, m),$$

où les Θ_i sont quadratiques et homogènes par rapport aux *moments* p_{ij}, variables *conjuguées* des q_{ij}, et où les φ_{ik} ne dépendent que des α_i variables du $i^{\text{ème}}$ groupe. Ces équations forment, en raison de la séparation des variables, un système en *involution* à n variables. Si donc, dans le déterminant $\Phi = \|\varphi_{ik}\|$, on désigne par Φ_{ik} le coefficient de φ_{ik}, on peut dire que

---

([1]) Cf. P. Staeckel, *Comptes rendus*, **119**, 1894, p. 508; et *Annali di Matematica*, 1896; et aussi P. Painlevé, *Comptes rendus*, **122**, 1897, p. 615.

les m équations du premier ordre :

$$H_k = T_k - U_k = h_k, \quad \text{où} \quad T_k = \frac{1}{\Phi} \cdot \Sigma\Phi_{ik}\Theta_i, \quad U_k = \frac{1}{\Phi} \cdot \Sigma\Phi_{ik}\varphi_{i0}$$

sont deux à deux en involution.

Si l'on prend, par exemple, T_1 pour force vive et $-U_1$ comme potentiel, les équations $H_k = h_k (k = 2, \ldots, m)$ sont autant d'intégrales quadratiques du problème.

Le cas *principal* est celui où $m = n$, les α_i étant égaux à un, les φ_{ik} ne dépendent alors que de q_i; le problème d'intégration de $H_1 = h_1$ s'achève par des quadratures. Dans les autres cas (*secondaires*), il faut intégrer les équations (E_i). On observera ici que ces conclusions subsistent quelle que soit la forme des Θ_i, par exemple si les Θ_i sont homogènes et de degré k par rapport aux p_{ij} ou, si l'on ne veut pas quitter la Mécanique, lorsque les Θ_i sont quadratiques mais *non homogènes* par rapport aux moments.

3. Pour traiter *analytiquement* la question, je partirai du cas, *a priori particulier*, où l'on suppose l'existence d'une seule intégrale quadratique, celle-ci et la force vive étant réduites à la forme orthogonale. Il s'agit donc, en posant

$$H = A - U = h, \qquad K = B - V = k,$$

avec $A = \Sigma a_i p_i^2$, $B = \Sigma b_i p_i^2$, d'intégrer le système d'équations en a_i, b_i, U, V aux variables $q_1, \ldots, q_n$ qui résulte de l'involution $(H, K) = 0$. On forme aisément ce système qui donne

$$b_i = a_i\gamma_i \quad \text{avec} \quad \frac{\partial\gamma_i}{\partial q_i} = 0 \qquad (i = 1, \ldots, n),$$

$$\frac{\partial\gamma_k}{\partial q_i} = (\gamma_i - \gamma_k)\frac{1}{a_k}\frac{\partial a_k}{\partial q_i} (i \neq k = 1, \ldots, n) \quad \text{et} \quad \frac{\partial V}{\partial q_i} = \gamma_i \frac{\partial U}{\partial q_i} \qquad (i = 1, \ldots, n).$$

Si les γ_i sont *distincts*, les dernières équations montrent que les γ permettent de définir un système *conjugué* de l'espace euclidien E_n à n dimensions dont les q_i sont les coordonnées cartésiennes. Les conditions d'intégrabilité des a_i entraînent de même entre les γ_i des relations qui sont, pour le système du second ordre en U déduit des conditions d'intégrabilité de V, les conditions de *complète intégrabilité*. C'est dire que les γ_i étant obtenus, U dépendra encore d'une fonction arbitraire de chacun des arguments q_i. Les γ_i étant connus, a_i peut être multiplié par une fonction arbitraire de q_i; ceci n'ajoute rien d'essentiel.

Si les a_i sont connus, les γ_i dépendent linéairement de n constantes. Le problème est donc celui de la *détermination des systèmes conjugués de* E_n, *pour lesquels* $\partial\gamma_i/\partial q_i = 0$ $(i = 1, \ldots, n)$.

J'ai pu le traiter en cherchant d'abord les a_i. On trouve aisément que

$$\sum \frac{1}{a_i} \frac{\partial a_i}{\partial q_i} dq_i = d\sigma$$

est une différentielle exacte, ce qui permet de poser $a_i = \sigma_i / \sigma$ avec $\partial\sigma_i / \partial q_i = 0$. Les équations pour les σ_i et σ sont alors

$$\frac{\partial^2}{\partial q_k \partial q_l}\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_k \sigma_l}\right) = 0 \quad (i \neq k \neq l) \qquad \text{et} \qquad \frac{\partial^2}{\partial q_k \partial q_l}\left(\frac{\sigma}{\sigma_k \sigma_l}\right) = 0.$$

Supposons les σ_i *distincts*. Dans le cas de trois variables q_i, q_k, q_l, les trois équations du second ordre donnent immédiatement σ_i, σ_k, σ_l et, si l'on tient compte des conditions $\partial\sigma_i / \partial q_i = 0$, on obtient explicitement la solution avec six fonctions arbitraires des arguments q_i, q_k, q_l. On a d'ailleurs, avec trois fonctions nouvelles,

$$\sigma = \varphi_{i1}\sigma_i + \varphi_{k1}\sigma_k + \varphi_{l1}\sigma_l.$$

La solution obtenue est la solution indiquée par Staeckel.

Elle s'étend de proche en proche à 4, ..., n variables par l'emploi de propriétés élémentaires des déterminants.

En considérant un déterminant $\Phi = \| \varphi_{ik} \|$, à n lignes $\varphi_{i1}, \ldots, \varphi_{in}$, dont tous les éléments sont arbitraires, on peut donc prendre, par exemple,

$$\sigma_i = \Phi_{i1} \quad (i = 1, \ldots, n), \qquad \sigma = \Phi,$$

et aussi

$$\sigma U = \varphi_{10}\sigma_1 + \varphi_{20}\sigma_2 + \ldots + \varphi_{n0}\sigma_n$$

avec les arbitraires nouvelles φ_{i0}. Pour obtenir les b_i, je remarque qu'ils satisfont aux mêmes équations que les a_i. Si l'on pose $b_i = \sigma'_i / \sigma'$, la condition $\partial\gamma_i / \partial q_i = 0$ exige que σ / σ' soit une constante. La symétrie du rôle des colonnes dans $\sigma = \Phi$ montre qu'une solution particulière des équations en σ'_i s'obtient en posant $\sigma'_i = \Phi_{ik}$. La solution générale sera donc $\sigma'_i = c_1\Phi_{i1} + c_2\Phi_{i2} + \ldots + c_n\Phi_{in}$ avec les n constantes c_i.

On obtient ainsi $\gamma_i = \sigma'_i / \sigma_i = 1/\Phi_{i1}(c_1\Phi_{i1} + \ldots + c_n\Phi_{in})$, et ensuite $\sigma V = \varphi_{10}\sigma'_1 + \ldots + \varphi_{n0}\sigma'_n$.

Le cas où plusieurs des σ_i sont égaux se traite sans difficulté en considérant d'abord le cas de deux racines égales, σ_1 et σ_2 par exemple.

Il en est de même de celui où *les γ_i ne sont pas distincts :* il faut alors revenir aux équations initiales, d'où les solutions *secondaires*.

La solution de Staeckel est donc retrouvée, *analytiquement*, *comme solution la plus générale*, dans le cas spécial étudié.

4. Considérons maintenant le *problème général de l'involution* $(H, K) = 0$,

avec $H = A - U$, $K = B - V$ et $A = \Sigma a_{ik} p_i p_k$, $B = \Sigma b_{ik} p_i p_k$, c'est-à-dire le *problème général des intégrales quadratiques* et portons notre attention sur les relations qui lient U et V aux a et aux b

$$\sum_i a_{ik} \frac{\partial V}{\partial q_i} = \sum_i b_{ik} \frac{\partial U}{\partial q_i} \qquad (k = 1, \ldots, n).$$

On déduit de là, en résolvant par rapport aux $\partial V / \partial q_i$ et écrivant les conditions d'intégrabilité, un système du *second ordre* linéaire pour U quand les a_{ik}, b_{ik} sont connus. Supposons, comme dans le cas particulier traité, ce système *complètement intégrable*, c'est-à-dire que U dépend, après fixation des a_{ik}, b_{ik}, de n fonctions arbitraires d'un argument caractéristique. On voit aisément que *ces variables caractéristiques sont celles dont le choix réduit simultanément* A *et* B *à la forme orthogonale*. On retombe donc sur le cas traité au paragraphe précédent.

Nous pouvons conclure : *Si* H *et* K *sont en involution, un changement de variables ramène au cas où les* p_i^2 *figurent seuls; la solution est celle de Staeckel*, ceci dans l'hypothèse où U comporte n fonctions arbitraires d'un argument ne figurant ni dans A ni dans B. Il y a donc dans le cas *principal* n intégrales quadratiques.

5. S'il existe pour l'équation $A = h$ des intégrales linéaires, elles augmentent le nombre des intégrales quadratiques; celles-ci ne sont pas réductibles à la forme orthogonale. Par exemple, si nous prenons le cas euclidien

$$A = p_1^2 + \ldots + p_n^2 = h,$$

on a comme intégrale quadratique B toute forme aux variables $p_i, p_i q_k - q_i p_k$, et A et B ne sont pas réductibles à la forme orthogonale. La fonction U associée à A ne peut dépendre que de n fonctions arbitraires d'un argument; *les formes de Staeckel qui conviennent à l'espace euclidien ne dépendent donc que de constantes en nombre fini*. On connaît celle qui correspond aux coordonnées elliptiques de Jacobi : quadriques homofocales; j'ai pu former en coordonnées cartésiennes q_i l'expression de B qui donne les n intégrales quadratiques orthogonales

$$B = \sum_{i,k} \frac{(p_i q_k - q_k p_i)^2}{(\lambda + a_i)(\lambda + a_k)} - \sum_i \frac{p_i^2}{\lambda + a_i}$$

quand on donne à λ une valeur constante quelconque; on peut aussi multiplier B par $\Pi(\lambda + a_i)$ et prendre les coefficients des n puissances de λ.

6. Les systèmes conjugués de E_n, associés aux formes de Staeckel, sont obtenus en prenant n fonctions U distinctes correspondant aux mêmes γ_i; ils dépendent donc de $2n^2$ fonctions arbitraires d'un argument et sont connus explicitement. Leur étude et le détail des calculs paraîtront ailleurs.

PATHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Notion nouvelle de l'Enroulement doux de la Pomme de terre.* Note de M. **J. Costantin.**

Dans une Note précédente [1] sur les expériences culturales faites dans les Pyrénées, j'ai établi que l'altitude agit sur les tubercules dégénérés sinon pour les guérir du moins pour améliorer leur état de santé.

Déjà, en 1923, M. Newton (R. G.) avait annoncé la guérison d'un cas de Mosaïque à 100 pour 100 de malades par l'effet du climat nordique de la Colombie britannique. Ce remarquable résultat avait été obtenu après quatre années de culture, de 1920 à 1923, à Inverness (Canada) et à 700^m^ d'altitude; c'est là une faible élévation, mais *c'est en réalité la haute latitude* qui surtout agissait. Il annonça qu'en 1923 toutes ses plantes étaient saines, car la récolte était redevenue normale comme chez les plantes non malades : le rendement constitue le criterium suprême et il n'y en a pas de meilleur pour affirmer que la dégénérescence est domptée.

Il est curieux de constater que les faits si remarquables annoncés ainsi aient passé inaperçus à une époque où tant de savants éminents en Hollande et en Amérique étudiaient les dégénérescences. Je suis peut-être le seul à avoir cité ce Mémoire précédent (en 1924 et en 1932).

Un second résultat est annoncé par M. Newton : avec l'Enroulement, la guérison spontanée par le climat ne se produit pas; pour vaincre ce second type de maladie à virus, il a fallu sélectionner les pieds par un arrachage strict et méthodique de tous les pieds malades.

Il est possible que tous les faits annoncés par le savant canadien aient été ignorés (ce qui est peu admissible); ils ont peut-être tellement surpris la presque totalité des chercheurs qu'ils sont restés incrédules et les ont négligés. Il s'agissait cependant d'expériences qu'on peut essayer de répéter. Il est toujours dangereux de négliger des résultats expérimentaux si l'on n'a pas constaté qu'ils étaient inexacts.

D'ailleurs l'essai a été répété par M. Woowilliams en 1927, et il n'a pas été infirmé, au contraire.

Les constatations faites, en 1933, dans les Pyrénées sous ma direction,

---

(1) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 22.

établissent avec certitude que, *pour la Mosaïque comme pour l'Enroulement, l'altitude diminue la dégénérescence*.

Le climat alpestre agit donc sur les plantes enroulées, contrairement à ce qu'a annoncé M. Newton.

Une deuxième remarque différencie mes résultats de ceux du savant canadien. *Je n'ai pas constaté une guérison radicale des pieds mosaïqués mais une amélioration de l'état pathologique*. Les tubercules des pieds élevés à 1400^m (Pyrénées) ou à 1500^m (Alpes) renferment encore le virus, car si on les ramène à 550^m (Bagnères-de-Bigorre) la récolte baisse, c'est-à-dire que la maladie devient plus intense.

Ces phénomènes s'expliquent en admettant que l'acuité de la maladie varie avec l'altitude, autrement dit qu'*il y a une variation de la virulence sous l'influence de la montagne*.

Les virus pas plus que les mycorhizes ne sont des *entités fixes*, c'est ce que Noël Bernard a montré pour les Orchidées; c'est ce que nient certains auteurs (M. Burgeff, M. Bultel et d'autres). Ces derniers n'ont pas eu l'idée de Noël Bernard, à l'instar de Pasteur, de faire repasser le Champignon symbiotique dont l'activité germinative commence à diminuer dans une nouvelle graine d'Orchidée; s'ils avaient fait cette expérience célèbre, ils auraient constaté, comme l'ont fait tout récemment M. et Mme Magrou (en 1933) que la virulence s'accroît et fait germer plus de graines.

Divers auteurs ont déjà envisagé des phénomènes analogues aux précédents pour les maladies à virus, mais sans mentionner toutefois explicitement la variation de virulence [1]. *La notion d'une forme douce de la Mosaïque de la canne à sucre* a été introduite dans la science par MM. Brandes et Klaphaak (en 1923) et elle a joué un grand rôle dans la restauration des cultures de Cannes dégénérées en Amérique.

La *Mosaïque douce de la Pomme de terre* a été également signalée par M. Botjes (en 1928). Selon lui, le caractère atténué de la maladie se manifeste par une diminution de la récolte de certaines variétés qui atteint 75, 80 et 87 pour 100 du rendement normal des variétés saines. L'auteur cite même une variété *Roode star* qui, sauf une couleur pâle, ne trahit par aucun symptôme l'existeuce de la Mosaïque; la plante contient cependant le virus car, greffée sur une variété sensible à cette maladie et bien saine, les symptômes de la Mosaïque douce apparaissent. Ce type *Roode star* est donc *à virus inapparent*.

On a découvert, dans ces dernières années, un grand nombre de variétés semblables appartenant toujours au *Solanum tuberosum* : d'abord presque toutes les variétés

---

[1] M. Carsner (1919) et M. Lackey (1929) ont constaté que la virulence du *curlytop* de la Betterave varie sur les mauvaises herbes; en 1931, M. Quanjer a signalé que le virus de la nécrose acropétale de la Pomme de terre varie dans les germinations de graines. M. Johnson a fait des constatations analogues (en 1925) en étudiant la transmission de virus inapparent de la Pomme de terre.

américaines et d'autres hollandaises (*Thorbecke*) et françaises (*Jaune D'or*). Il s'agit donc d'un phénomène très général [1].

A l'aide de cette notion de virus inapparent, M. Quanjer a pu, dès 1930 et 1931, différencier par des caractères morphologiques et anatomiques précis deux dégénérescences, l'une inconnue, l'autre mal définie : le « top nécrosis ou acronécrose » et la « nécrose acropétale ». Il a fait apparaître, par exemple, le virus caché dans *Zeelande Bleue* ou *Thorbeck* par greffage avec une variété qui est un véritable réactif (*Président = Paul Krüger*). La nécrose acropétale se montre dans le collenchyme d'abord, bientôt elle se trahit à l'œil nu par des taches de nécrose noires uu brunes, brillantes comme du verre sur les feuilles inférieures qui se flétrissent bientôt et s'infléchissent vers le bas; les tubercules restent petits avec des taches nécrotiques superficielles [2].

Avec *Roode star* à virus latent, la maturation est hâtée et certains cultivateurs préfèrent ces formes malades aux types sains.

Les variétés *Industrie* et *Triumph* présentent aussi des cas de virus inapparent; or elles ont servi dans nos essais des Pyrénées mais nous les avons regardées comme saines. Si elles ont un virus caché, ces deux variétés doivent grossir la liste des plantes malades. Comme le résultat est le même pour les plantes saines et pour les plantes dégénérées, il n'y a aucun changement dans les conclusions : le virus latent se comporte comme le virus apparent.

On doit remarquer que l'on possède donc maintenant une méthode permettant de changer la virulence des virus. Il n'est pas absurde d'envisager que l'on pourrait peut-être essayer de réaliser des vaccinations pour les plantes comme pour les animaux. Il serait bien téméraire d'affirmer qu'il en résultera une technique pratique pour l'Agriculture. Néanmoins, au point de vue théorique, ces conceptions peuvent avoir de l'intérêt.

Conclusions. — 1° Il découle de l'exposé précédent qu'il y a un *Enroulement doux* de la Pomme de terre comme il y a une Mosaïque douce. J'ai soupçonné ce fait nouveau dans ma Note du 24 avril 1933 [3] : il me paraît aujourd'hui bien établi.

2° L'altitude ne guérit pas les plantes malades de la Mosaïque ou de

---

(1) M. Quanjer a signalé, en 1931, l'existence de virus latents dans les genres suivants : *Abutilon*, *Beta*, *Humulus*, *Nicotiana*, *Phaseolus*, *Physalis*, *Saccharum* et *Solanum*.

(2) On sait que la nécrose des tubles criblés et des cellules compagnes dans l'Enroulement *ne s'observe qu'au microscope* et avec un grossissement d'au moins 100 fois. Les taches nécrotique du *top necrosis* dans les feuilles s'observent, au contraire, *avec une simple loupe* et dans les tubercules *à l'œil nu*.

(3) *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1186.

l'Enroulement, mais elle améliore leur état de santé et les virus ou microbes invisibles qui causent ces deux maladies diminuent de virulence. On possède donc maintenant une méthode très simple pour faire varier cette dernière. On entrevoit ainsi la possibilité de réaliser *de véritables vaccinations des végétaux*, qui n'avaient jamais été tentées jusqu'ici effectivement, car les vaccinations si remarquables réalisées par Noël Bernard sur les graines d'Orchidées ne se rapportent pas à une maladie [1].

THERMODYNAMIQUE. — *Sur une série de coefficients intervenant dans certains phénomènes dépendant de l'agitation thermique.* Note [2] de M. **Pierre Weiss.**

I. J'ai montré [3] que la discussion de l'équation d'état des fluides permet de retrouver exactement le coefficient $R = 1 : 273,2$ des gaz parfaits jusque dans des états de densité relativement grande (de l'ordre de 200 fois la densité du gaz à 0° et sous la pression d'une atmosphère). Mais au-dessus d'une densité déterminée, différente suivant les substances, ce coefficient est remplacé par un coefficient $R' = \zeta R$ où ζ est supérieur à l'unité. Les valeurs de ζ les plus fréquemment rencontrées sont :

1 1,05 1,10 1,20 1,29 1,39 1,78

Ce sont approximativement des termes d'une progression arithmétique de raison voisine de 0,05. Depuis lors l'examen des données fournies par la compressibilité a permis de préciser davantage la raison de la progression vers 0,0475, de sorte que les termes ci-dessus deviennent

1 1,0475 1,095 1,19 1,285 1,38 1,76

II. La loi des points de Curie et des points de fusion de Forrer [4] s'exprime par

$$\Theta = F.\sqrt{N},$$

où Θ est le point de Curie ou la température de fusion, F un facteur

(1) M. Beauverie a cependant entrevu des phénomènes de vaccination dans le cas de la *toile des serres* (*Botrylis cenerca* stérile). Je ne sais si une suite pratique a été donnée à ses intéressantes remarques.

(2) Séance du 15 janvier 1934.

(3) *Comptes rendus*, 167, 1918, p. 293.

(4) *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 697, 779 et 868.

exprimé par une certaine température et N un nombre entier. Ce dernier est la donnée empruntée à l'étude des réseaux cristallins des solides que Forrer a désignée comme étant le « nombre des contacts des orbites électroniques par atome ».

Or Forrer a trouvé que le facteur F, le plus souvent très voisin de 301° (facteur du point de Curie du fer) a quelquefois une valeur inférieure voisine de 287° (facteur rencontré plusieurs fois exactement par Forrer et voisin de celui du cobalt) ou une valeur supérieure voisine de 315° (facteur du point de Curie du nickel). Ces trois facteurs sont :

$$(1-0,0465)\times 301^\circ, \quad 301^\circ, \quad 1,0465\times 301^\circ.$$

Donc l'écart relatif des deux facteurs extrêmes par rapport au facteur dominant 301° est mesuré par 0,0465, nombre extrêmement voisin de la raison de la progression arithmétique donnant les diverses valeurs de R' remplaçant R des gaz parfaits.

III. M. Féry [1] a établi que la résistance électrique du platine, à l'état de « platine noir » obtenu par pulvérisation cathodique, tombe brusquement d'une fraction importante de sa valeur à certaines températures, dans les intervalles desquelles la variation thermique a l'allure habituelle. Ces températures sont ainsi caractérisées comme étant celles de changements d'état propres à cette substance. Ces phénomènes ont été trouvés reproduisibles avec des caractères constants. La série des températures de transformation donnée par M. Féry est

t°C =	53°	83°	97°	114°	140°	241°	340°
ou							
T°K =	326°	356°	370°	377°	413°	514°	613°

En prenant comme point de départ la température de 300° qui, au degré de la précision, est le facteur du fer de Forrer et en le multipliant par les termes de la série empruntée à l'étude de l'équation d'état des fluides :

$$1+2r \qquad 1+4r \qquad 1+5r \qquad 1+6r \qquad 1+8r \qquad 1+15r \qquad 1+22r$$

où $r = 0,0475$, on obtient

$$328^\circ,5 \qquad 357^\circ \qquad 371^\circ,2 \qquad 385^\circ,5 \qquad 414^\circ \qquad 513^\circ,7 \qquad 614^\circ$$

températures identiques, au degré de la précision, à celles des transformations du platine noir.

([1]) ANDRÉ FÉRY, *Thèse*, Paris, 1932.

L'intervention de ces mêmes coefficients ζ, dans des phénomènes thermiques aussi différents, est frappante et totalement inexpliquée.

ASTRONOMIE. — *Sur le diamètre apparent des disques stellaires.* Note [1] de M. **Louis Roy**.

On s'accorde à attribuer au disque d'une étoile d'éclat moyen, blanche ou du moins non fortement colorée, un diamètre apparent $2\alpha_0$ de l'ordre du rayon $142'' : D$ du premier anneau noir de diffraction, D étant le diamètre, exprimé en millimètres, de l'ouverture utilisée supposée sans obturation centrale (lunette) et ce rayon étant calculé pour la longueur d'onde $0,56.10^{-3}$ mm de la radiation la plus sensible à l'œil. L'observation courante montre, d'autre part, que $2\alpha_0$ est, à ouverture D constante, une fonction constamment décroissante de la magnitude m de l'étoile observée. Mais il ne nous semble pas qu'on se soit encore préoccupé de rechercher, d'une façon un peu précise, la loi de variation de $2\alpha_0$ en fonction de m, D et, éventuellement, du grossissement employé.

Nous avons profité d'une série de nuits particulièrement favorables pour tenter cette détermination du 15 juillet au 19 août 1933, à l'aide de l'équatorial Brunner-Henry de l'Observatoire de Toulouse, en opérant principalement sur les étoiles α Lyræ, α et γ Cygni, γ Lyræ, φ et ϖ Herculis, dont les magnitudes s'échelonnent aussi régulièrement que possible de 0,14 à 5,36. Chacune de ces étoiles a été observée, dans le voisinage de sa culmination et à moins de 20° de distance zénithale, avec les ouvertures de 50, 100, 150, 200, 250 et 300^{mm} et, pour chaque ouverture, avec sept, huit ou neuf grossissements différents généralement compris entre 3 D et 15 D (D en millimètres). Sur un total de 297 mesures, représentant chacune la moyenne de 5 mesures effectuées par la méthode de la double distance, nous en avons utilisé 228 à la détermination de la *surface des diamètres apparents*,

$$2\alpha_0 = f(m, D). \tag{1}$$

où nous ne faisons pas figurer le grossissement, car nous avons reconnu que $2\alpha_0$ paraît en être indépendant. Soient A et B les courbes d'intersec-

[1] Séance du 15 janvier 1934.

tion de cette surface par des plans respectivement normaux aux axes OD et Om.

Pour effectuer de telles mesures dans de bonnes conditions avec des grossissements aussi élevés, la focale $F = 6003^{mm}$ de la lunette était portée à la valeur γF par l'interposition, à 140^{mm} en avant du plan des fils, d'un objectif de microscope de grandissement propre γ. A l'aide de quelques objectifs convenablement choisis ($2,42 \leq \gamma \leq 14,97$), il était donc facile de réaliser l'échelle de grossissements indiqués, tout en employant des oculaires suffisamment faibles pour que l'épaisseur des fils fût toujours une très faible fraction des diamètres à mesurer. En même temps, la valeur angulaire du tour de vis se trouvait abaissée à des valeurs comprises entre $9'',175$ et $1'',504$, ce qui rendait chaque fois l'erreur de lecture négligeable.

Par suite de la décroissance rapide de $2\alpha_0$ quand m croît et de la variation corrélative, proportionnelle à $10^{-m/2,5}$, de l'éclairement en chaque point du disque, dont le bord devient rapidement très indécis, il ne nous a pas été possible de dépasser utilement la plus forte 5,36 des magnitudes indiquées. Mais, comme il est certain que, pour le maximum de m accessible à une ouverture D, $2\alpha_0$ est extrêmement petit par rapport à ce qu'il est pour $m = 0$, on doit pouvoir admettre, sans erreur notable, que la surface (1) coupe le plan mOD suivant la courbe

$$m = 5 \log D + h, \tag{2}$$

qui fait connaître la plus petite magnitude qui *cesse* d'être visible avec l'ouverture D, h étant une constante empirique. Il nous était dès lors possible d'interpoler, selon toute vraisemblance, nos courbes expérimentales A entre la valeur 5,36 de m et celle qui est donnée par (2).

D'ailleurs et malgré la dispersion inévitable des points expérimentaux, le tracé de ces courbes se trouvait grandement facilité par cette remarque qu'elles sont des coupes successives d'une surface continue. En particulier, ce tracé doit être tel qu'il conduise à des courbes régulières pour les courbes B, ou mieux encore pour les courbes C de variations de $2\alpha_0 D$ en fonction de D à magnitudes constantes; d'où une méthode graphique d'approximations successives pour parvenir aux courbes définitives les plus probables A, B, C.

Les courbes B et C se trouvaient ainsi tracées dans l'intervalle expérimental $50 \leq D \leq 300$. Considérons alors l'une quelconque des courbes C; celle-ci doit partir du point de l'axe OD défini par (2), ce qui permet, sans risque d'erreur notable, de l'interpoler entre ce point et celui d'abscisse 50.

Des courbes C ainsi complétées, se déduisent immédiatement les portions correspondantes des courbes B.

L'allure des courbes C est telle que, D croissant à partir de la limite fixée par (2), $2\alpha_0 D$ commence par croître d'autant plus rapidement que la valeur correspondante de m est plus faible, passe par un maximum, pour décroître assez lentement ensuite, l'abscisse de ce maximum croissant de 165 à 290^{mm}, quand m croît de 0 à 5. Il en résulte qu'à magnitude constante, $2\alpha_0$ ne saurait varier sensiblement en raison inverse de D que dans le voisinage du maximum.

Considérons maintenant les courbes B. Chacune d'elles devant encore partir du même point de l'axe OD que la courbe C correspondante, on voit que, D croissant à partir de cette ouverture limite, $2\alpha_0$ commence par croître, passe par un maximum, puis décroît, la croissance étant d'autant plus rapide que m est plus faible. C'est ainsi que, pour $m = 0$ et D croissant de 0,39 à 4^{mm}, $2\alpha_0$ croîtrait de 0 à $6'',92$; ce serait donc là le maximum maximorum de $2\alpha_0$ pour $m = 0$. Le lieu de ces maxima sur la surface (1) constitue ainsi une ligne de faîte.

Il était enfin intéressant de tracer sur la surface (1), limitée aux plans $m = 0$ et $D = 300^{mm}$, son intersection avec le cylindre hyperbolique $2\alpha_0 = 142'' : D$, dont les génératrices sont parallèles à l'axe Om. On reconnaît ainsi que cette courbe d'intersection a pour sommet le point ($m = 0$, $D = 34^{mm},5$, $2\alpha_0 = 4'',16$). Sur le plan mOD, elle se projette à peu près parallèlement à la courbe (2) et, sur le plan $2\alpha_0$OD, sensiblement suivant une droite, m croissant de 2,1 à 4,6, quand D croît de 50 à 300^{mm}.

Enfin, l'allure de la surface (1), pour $m \geq 0$, est telle qu'elle paraît pouvoir être extrapolée sans trop d'incertitude jusqu'à la magnitude $-1,58$ de Sirius.

ASTROPHYSIQUE. — *Analyse spectrale de la lumière du ciel nocturne au Pic du Midi.* Note de MM. **J. Cabannes** et **J. Dufay**.

1. Depuis quelques années, plusieurs observateurs ont analysé la lumière du ciel nocturne [1]. Sur un spectre continu, coupé par les raies sombres de Frauenhofer, se détachent un grand nombre de bandes et raies d'émis-

(1) J. Dufay, *Journal de Physique*, 7e série, 4, 1933, p. 221.

sion, dont la plus intense est la raie verte des aurores polaires. L'intensité des autres radiations est si faible qu'il fallait en général poser plusieurs nuits pour les faire apparaître. Pour abréger le temps de pose et découvrir de nouvelles radiations, l'un de nous a fait construire un spectrographe beaucoup plus lumineux que les appareils antérieurs. Le prisme, en flint extra-dense, recouvre un objectif de chambre bien corrigé ayant 80^{mm} de focale et travaillant à F/0,7. Les premières observations, dont nous publions ici les résultats, ont été faites au Pic du Midi du 20 au 28 août 1933.

3891	0	N	4173	5	N	4573	0	
3903	1	A	4181	1	N, A	4581	2	N
3909	(?)		4193	1		4592	1	A
3916	3	N, A	4199	1	N	4617	3	N
3924	(?)		4214	0	N	4632	(?)	
3935	0	N, A	4221	3		4649	(?)	N, A
3950	2	N	4225	(?)		4669	4	
3954	(?)		4236	0	N, A	4693	3	
3966	3	N	4259	2		4700	(?)	A
3974	(?)	N	4269	2	N, A	4712	1	N, A
3980	0	N, A	4279	2	N, A	4726	0	
3989	1		4288	2		4730	(?)	
3995	1		4301	0		4767	1	
4002	1	N, A	4313	(?)		4781	2	N, A
4014	1		4328	3	N	4808	3	
4022	2	N	4337	1		4825	3	
4029	0	N	4345	1	N, A	4838	4	N
4038	1	N	4360	(?)		4868	3	N, A
4044	(?)	N	4370	3	A	4893	(?)	
4052	2		4386	2	N	4904	3	
4061	0	N, A	4402	1		4916	(?)	
4067	(?)		4419	4	N, A	4934	3	
4073	4	N, A	4431	5	N	4965	2	
4091	2	N	4449	3	N	5003	2	A
4101	1	N	4472	1		5030	3	
4110	1		4480	(?)	N, A	5092	1	
4122	2		4495	1	N	5131	(?)	N
4135	3		4519	2	N	5162	1	
4144	2	N, A	4536	4		5204	(?)	
4153	1		4545	(?)				
4160	2		4554	4	N, A			

Les lettres N et A rappellent que les radiations ont déjà été observées dans le ciel nocturne N ou l'aurore polaire A. Une accolade réunit les raies et bandes qui forment sur les clichés un groupe intense et caractéristique.

II. Avec des plaques Fulgur, nous pouvons photographier en moins d'une nuit les radiations comprises entre 3900 et 5200 Å. Cet intervalle occupe sur les clichés une longueur de $5^{mm},71$. *Nous y avons trouvé* 91 *raies ou bandes d'émission, dont* 44 *nouvelles* (1). Parmi ces dernières, 31 sont certaines et déterminées à 2 ou 3 Å près; les autres, très faibles, sont douteuses. A côté de chaque longueur d'onde figure, dans le tableau ci-dessus, un nombre allant de 0 à 5, qui donne une idée de l'intensité. Il ne faut voir dans ce numérotage qu'une assez vague indication, *l'intensité relative de certaines raies variant d'une nuit à l'autre*. Par exemple, des deux fortes raies 4536 et 4554, c'est tantôt l'une et tantôt l'autre qui prédomine, et de beaucoup.

III. Plusieurs spectres se superposent dans la lumière du ciel nocturne, plus complexe que celle des aurores, et l'origine des radiations les plus intenses demeure incertaine.

Nous retrouvons, comme les précédents observateurs, les principales bandes négatives de l'azote 3914, 4199, 4236, 4278, 4651, 4708 et les bandes positives 3998, 4059, 4141, 4209 et 4574 (la bande 4201 étant inséparable de 4199). Les raies assez intenses 3950 et 4370 paraissent être les deux plus fortes raies de l'atome neutre d'oxygène, tandis que les raies 4101, 4110, 4153, 4221, 4360 et 4495 pourraient provenir de l'atome neutre d'azote.

D'autre part *les principales raies du spectre rouge de l'argon coïncident avec des raies faibles du ciel nocturne*, où l'on relève les longueurs d'onde 4044, 4160, 4181, 4193, 4239, 4259, 4301, 4337, 4345, 4592, 4632 et 4700. La raie 3949 de l'argon serait confondue avec une raie de l'oxygène; les raies 4200, 4266, 4272 avec des bandes de l'azote. *On trouve* aussi *de bonnes coïncidences avec les raies intenses du parhélium* (3926, 3965, 4144, 4388) *et de l'orthohélium* (3889, 4026, 4472, 4713).

Enfin *les radiations les plus caractéristiques du spectre d'origine inconnue des noyaux cométaires* (2) (3988, 4014, 4020, 4039, 4052, 4067, 4074, 4288° 4314, 4328, 4669, etc.) *sont* TOUTES *très voisines de certaines raies du ciel.*

---

(1) Huit des radiations mesurées pour la première fois sur les clichés du Pic du Midi ont été retrouvées récemment par l'un de nous sur un ancien cliché (*Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 107).

(2) F. BALDET, *Recherches sur la constitution des comètes et les spectres du carbone* (*Thèse*, Paris, 1926, p. 58).

IV. En plaçant un prisme à réflexion totale sur une moitié de la fente, nous avons photographié simultanément le zénith et l'horizon et comparé l'intensité des radiations provenant de ces deux régions du ciel. Pour le spectre continu, l'intensité au zénith était plus faible qu'à l'horizon Nord, mais un peu plus grande qu'à l'horizon Sud. Pour le spectre discontinu, l'intensité était toujours plus grande au Nord et au Sud qu'au zénith. Les rapports trouvés, *variables d'une radiation à l'autre et d'une nuit à l'autre*, sont de l'ordre de 1,5.

Les bandes et les raies sont donc bien émises dans l'atmosphère supérieure. L'absorption atmosphérique intervenant d'une manière complexe, il est difficile de préciser l'altitude des couches lumineuses. En cherchant à tenir compte de l'absorption, *nous trouvons des valeurs nettement supérieures à* 100^{km}, *plus grandes que pour la majorité des aurores.*

PROTISTOLOGIE. — *L'origine péridinienne des Radiolaires et l'interprétation parasitaire de l'*anisosporogénèse. Note de M. **Édouard Chatton**.

La comparaison des formes de l'évolution, étudiées surtout par Karl Brandt (1885) et par Walter Huth (1913), qui, chez les Radiolaires, aboutit aux *anisospores*, données par ces auteurs pour des gamètes, avec l'évolution dans la cavité générale des Copépodes des Péridiniens plasmodiaux du genre *Syndinium* (Chatton, 1910), m'a déterminé (1919-1923) à ne voir dans les premières que des Péridiniens parasites intracytoplasmiques (chez les Polycyttaires), ou intranucléaires (chez les Collodaires), et à affirmer que, seules, appartiennent en propre aux Radiolaires l'isosporogénèse et les isospores. Je résume les moyens de mon affirmation :

1° les formes *anisosporogénétiques* sont d'abord des éléments uninucléés, puis des plasmodes bien individualisés, inclus dans l'ectoplasme du Radiolaire, qui, en s'accroissant, se substituent au corps de celui-ci progressivement résorbé, et finalement sporulent;

2° le cytoplasme avec ses enclaves, et les noyaux de ces plasmodes sont — Hovasse aussi l'a constaté (1923) — parfaitement distincts de ceux du Radiolaire et, par contre, identiques jusque dans les détails (5 chromosomes en V à pointes convergentes) à ceux des *Syndinium;*

3° les anisospores qui en procèdent sont du type syndinien, c'est-à-dire du type *Spirodinium*, tandis que les isospores sont du type *Cryptomonas*. Quoique appartenant à un même phylum, ces deux types représentent des

stades évolutifs éloignés. Or on sait que, chez les Protistes et les Algues, les gamètes, quand ils sont mobiles, sont du même type que les zoospores; 4° ni entre les anisospores des Radiolaires, ni entre les dinospores semblables ou dissemblables des *Syndinium*, ni entre celles d'aucun autre Péridinien parasite, ni entre les Péridiniens libres monoénergides, il n'a été constaté avec certitude de copulation. Par contre, nous savons par expérience combien souvent il faut se défendre d'interpréter comme telle la séparation incomplète, à des degrés divers, de spores issues d'un même plasmode. Au reste, chez aucun Péridinien non plus, on n'a observé ces images si caractéristiques qu'offre toute méiose, même à ce degré de l'échelle : chez les Amibes (Gläser, 1912), les Héliozoaires (Belàr, 1922), les Protéomyxées (Chatton, 1927), les Diatomées (Geitler, 1927, 1928). On est en droit de dire que la sexualité est totalement inconnue chez les Péridiniens et chez les Radiolaires.

Mais toutes ces raisons de distinguer les parasites syndiniens des Radiolaires qui les hébergent ne m'ont point empêché de noter certaines similitudes essentielles que révèle une étude attentive entre les structures nucléaires et les modes mitotiques des uns et des autres. S'ils ne peuvent être confondus avec les noyaux syndiniens, ceux des Radiolaires, notamment ceux des Polycyttaires, sont très semblables à ceux de certains Péridiniens, les Noctiluques et les *Haplozoon* par exemple. D'ailleurs, des observations inédites faites en 1912, sur ces Radiolaires rares que sont les Globicelles et les Atlanticelles, m'avaient déjà suggéré la notion de leur parenté étroite avec les Noctiluques. Et, en 1925, après avoir rappelé l'interprétation parasitaire de l'anisosporogénèse, j'écrivais : « ... Mais je n'en ai pas moins tendance à penser que les Radiolaires tirent leur souche de l'ensemble des Chromoflagellés : Chrysomonadines, Cryptomonadines, Dinoflagellés, Cystoflagellés et ceci en raison des caractères communs à leurs noyaux. » Et dans un diagramme phylogénétique (p. 77), je mettais les Radiolaires en liaison collatérale avec les Dinoflagellés par les Noctiluques.

La théorie parasitaire de l'« anisosporogénèse », soutenue aussi par Hovasse (1923), est discutée en Allemagne. Belár (1926), Reichenow (1929), Trojan (1930), Zimmermann (1930) tendent à expliquer la structure syndinienne des anisospores en invoquant comme moi une parenté des Radiolaires avec les Péridiniens. Zimmermann produit en faveur de cette parenté un fait important : chez un Gymnodinien vrai, le *Gymnaster pentasterias*, il existe non seulement les spicules siliceux qu'avait vus

Schütt (1895), mais encore une capsule centrale. Ce sont là des caractères de Radiolaire. Aujourd'hui et ici même, B. Biecheler observe une capsule périnucléaire de structure complexe, chez un Péridinien de l'Étang de Thau, qui, cela mis à part, resterait un *Gyrodinium*. Et Hovasse vient de reconnaître aux Ebriacées des caractères de Péridiniens et de Radiolaires (1934). Ainsi se consolide la notion de l'origine commune de ces deux grands groupes. Est-ce à dire que le litige de l'anisosporogénèse soit par là résolu? Serait-il impossible que des Péridiniens pussent parasiter de leurs proches parents? N'avons-nous pas vu des Fœttingeriidés (*Phtorophrya*) parasiter d'autres Fœttingeriidés (*Gymnodinioides*).

Mais allant plus au fond des choses, analysons l'hypothèse de l'anisosporogénèse radiolarienne. Si j'avais à la défendre, j'observerais d'abord qu'elle offre le tableau le plus évocateur qui soit de cette dualité somato-germinale que révèlent partout les recherches d'embryogénie moderne. Germinales les anisospores, qu'elles soient ou non sexuées et les masses plamodiales syndiniennes qui les précèdent, somatiques le corps cytoplasmique et les noyaux totalement périssables du Radiolaire. On peut, certes, imaginer ce stade où le soma radiolarien se séparerait du germen syndinien. Mais voici la pierre d'achoppement de l'hypothèse, cette antilogie inéluctable : les isospores, quoique asexuées (le sont-elles réellement ?), ne peuvent être elles-mêmes que germinales. Et cependant, on les voit procéder sans aucune différenciation nucléaire ou cytoplasmique de la masse propre du Radiolaire, celle-là même que l'hypothèse anisosporogénétique oblige à considérer comme purement somatique.

Il est vrai que la thèse de l'anisosporogénèse radiolarienne n'implique pas nécessairement l'existence d'une différenciation somato-germinale. Les masses syndiniennes avec leurs noyaux haploïdes pourraient être simplement l'haplonte, et le Radiolaire le diplonte d'un cycle alternant où le premier serait parasite du second. Il n'est pas jusqu'à l'isolement, chez les Polycyttaires, de celui-là dans le cytoplasme de celui-ci, dont on ne puisse trouver l'équivalent chez les Myxosporidies où les gamètes s'individualisent, au temps de la méiose, au sein du plasmode trophique. Mais interprétera-t-on ainsi l'apparition chez les Collodaires des éléments anisosporogénétiques, *avec leur cytoplasme*, à l'intérieur même de l'énorme noyau radiolarien, qui reste et demeure, jusqu'à sa destruction totale, absolument inerte ? surtout quand on voit ce même noyau entrer en mouvement dès le début de l'isosoporogénèse !

D'ailleurs au cycle idéal ainsi construit, il manque les bases les plus

essentielles et il s'y oppose des objections dirimantes. Il y manque la notion d'une méiose et d'une mixie, non seulement dans le cas particulier, mais encore dans l'ensemble des Péridiniens et des Radiolaires, et chez les *Syndinium* mêmes, il n'y a aucun indice de leur existence. Il s'y oppose le fait que dans les meilleures figures, celles de Belár, hormis celles qui représentent des noyaux syndiniens, dans les figures d'isosporogénèse des Thalassicolles par exemple, on compte au moins 20 chromosomes, soit au moins quatre fois le nombre haploïde syndinien. Il s'y oppose enfin le fait que, malgré les similitudes de groupe signalées plus haut, ceux des noyaux radiolariens qui ressemblent le plus aux noyaux syndiniens, ceux des Polycyttaires, en diffèrent encore tant que l'on ne peut attribuer les uns et les autres au même organisme. A toutes ces hypothèses, difficultés et invraisemblances, la thèse parasitaire substitue l'explication immédiate et objective de tous les faits observés et leur coordination avec tout ce que l'on sait des Syndinides.

M. G. Urbain fait hommage à l'Académie de fascicules des *Actualités scientifiques et industrielles. Théories chimiques*, publiées sous sa direction :

I et II. *La coordination des atomes dans la molécule et la symbolique chimique*, par G. Urbain.

III. *Spectres d'absorption visibles et ultraviolets des solutions. Technique de leur emploi au laboratoire de Chimie*, par M. Chatelet.

IV. *La structure de la cellulose dans ses rapports avec la constitution des sucres*, par G. Champetier.

V. *Mécanique quantique et Chimie*, par G. Allard.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Membre de la Section de Médecine et Chirurgie, en remplacement de M. *E. Quénu* décédé.

Au premier tour de scrutin, le nombre de votants étant 52,

M. Antonin Gosset	obtient	26 suffrages
M. Henri Hartmann	»	14 »
M. Jean-Louis Faure	»	12 »

Au second tour de scrutin, le nombre de votants étant 52,

M. Antonin Gosset obtient	....	31 suffrages
M. Henri Hartmann »	....	15 »
M. Jean-Louis Faure »	....	6 »

M. **Antonin Gosset**, ayant réuni la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation de M. le Président de la République.

CORRESPONDANCE.

MM. **Abel Gruvel**, **Louis Roule** prient l'Académie de vouloir bien les compter au nombre des candidats à l'une des places vacantes dans la Section d'Économie rurale par le décès de MM. *A. Calmette* et *E. Roux*.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Les moments des distributions finales de la $m^{\text{ième}}$ valeur.* Note de M. **E. J. Gumbel**, présentée par M. J. Hadamard.

Pour une distribution initiale $w(x)$ illimitée dans les deux sens et pour un grand nombre N d'observations, la distribution finale de la $m^{\text{ième}}$ valeur peut être écrite d'une manière symbolique

$$\text{(1)} \qquad \mathfrak{w} = \frac{m^m}{(m-1)!}\alpha e^{-my-me^{-y}},$$

formule dont on tire les distributions de la $m^{\text{ième}}$ valeur d'en haut et d'en bas par les substitutions que nous avons décrites dans une Communication précédente (¹).

Pour calculer les $n^{\text{ièmes}}$ moments autour des espérances mathématiques, il suffit de calculer les $n^{\text{ièmes}}$ moments de la $m^{\text{ième}}$ valeur d'en haut, qui seront exprimés au moyen de y_m,

$$\text{(2)} \qquad \alpha_m^n \mu_{n,m} = \frac{m^m}{(m-1)!}\int_{-\infty}^{+\infty}(y-\bar{y})^n e^{-(m-1)y-me^{-y}} e^{-y}\, dy.$$

(¹) *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 33.

formule dans laquelle nous avons écrit y au lieu de y_n. En introduisant une nouvelle variable d'intégration par

$$(3) \qquad e^{-y} = \frac{z}{m},$$

on obtient

$$\alpha_m^n \mu_{n,m} = \frac{(-1)^n}{(m-1)!} \int_0^\infty (\log z - \log m + \bar{y})^n z^{m-1} e^{-z} dz,$$

ce qui peut être écrit

$$\alpha_m^n \mu_{n,m} = \frac{(-1)^n}{\Gamma(m)} \left(\frac{d^n}{dp^n} e^{(p-1)(\bar{y} - \log m)} \int_0^\infty z^{m-1+p-1} e^{-z} dz \right)_{p=1}.$$

En introduisant la fonction Gamma et en posant pour la variable de cette fonction $p = 1 + x$, le $n^{\text{ième}}$ moment de la distribution finale de la $m^{\text{ième}}$ valeur d'en haut devient

$$\alpha_m^n \mu_{n,m} = \frac{(-1)^n}{\Gamma(m)} \left[\frac{d^n}{dx^n} e^{x(\bar{y} - \log m)} \Gamma(m+x) \right]_{x=0}.$$

En introduisant enfin

$$(4) \qquad e^{x(\bar{y} - \log m)} \frac{\Gamma(m+x)}{\Gamma(m)} = \varphi(x),$$

on obtient

$$(5) \qquad \alpha_m^n \mu_{n,m} = (-1)^n \varphi^{(n)}_{(0)}.$$

Réduisons ces $n^{\text{ièmes}}$ dérivées aux $n^{\text{ièmes}}$ dérivées logarithmiques. On aura

$$(6) \qquad \varphi^{(n)} = \sum_{\nu=0}^{n-1} \binom{n-1}{\nu} \varphi^{(\nu)} \log^{(n-\nu)} \varphi.$$

Mais les valeurs des dérivées logarithmiques de notre fonction sont connues par la théorie des fonctions Gamma. En effet

$$(7) \qquad \log' \varphi(0) = \bar{y} - \log m + \left[\frac{d \log \Gamma(m+x)}{dx} \right]_{x=0}$$

s'évanouit, tandis que pour $\lambda \geqq 1$, on aura

$$\log^{(\lambda+1)} \varphi(x) = \log^{(\lambda+1)} \Gamma(m+x) = \frac{d^{(\lambda+1)}}{dx^{(\lambda+1)}} \sum_{\nu=1}^{m-1} \log(\nu + x) + \log^{(\lambda+1)} \Gamma(1+x).$$

En introduisant les dérivées logarithmiques de la fonction Gamma, on obtient

$$\log^{(\lambda+1)} \varphi(0) = (-1)^\lambda \lambda! \sum_{\nu=1}^{m-1} \frac{1}{\nu^{\lambda+1}} - (-1)^\lambda \lambda! \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{1}{\nu^{\lambda+1}},$$

ce que nous allons écrire

$$\log^{(\lambda+1)}\varphi(0) = (-1)^{\lambda+1}\lambda!\,S_{\lambda+1,m}, \tag{8}$$

en posant

$$\sum_{\nu=m}^{\infty}\frac{1}{\nu^{\lambda+1}} = S_{\lambda+1,m}.$$

En introduisant ces valeurs (7) et (8) dans la somme (6), on obtient, à l'aide de (5),

$$\alpha_m^n\mu_{n,m} = (-1)^n(n-1)!\sum_{\nu=0}^{n-2}(-1)^{\nu+n-\nu}\frac{\alpha_m^\nu\mu_{\nu,m}}{\nu!}S_{n-\nu,m}.$$

En séparant les deux premiers membres, pour lesquels on a naturellement $\mu_{0,m}=1$, $\mu_{1,m}=0$, on obtient finalement

$$\alpha_m^n\mu_{n,m} = (n-1)!\,S_{n,m} + (n-1)!\sum_{\nu=2}^{n-2}\frac{\alpha_m^\nu\mu_{\nu,m}S_{n-\nu,m}}{\nu!}. \tag{9}$$

Pour $m=1$ on aura $S_{\lambda,m}=S_\lambda$, et la formule donne les moments de la distribution finale de la dernière valeur. Quant aux moments de la distribution finale de la $m^{\text{ième}}$ valeur d'en bas, on les obtient en remplaçant α_m par ${}_m\alpha$. A cela près, le second membre de (9) reste le même pour les moments d'ordre pair et change de signe pour les moments d'ordre impair. En particulier, l'écart type $\sigma_m=\sqrt{\mu_{2,m}}$ des $m^{\text{ièmes}}$ valeurs d'en haut et d'en bas sera

$$\alpha_m\sigma_m = {}_m\alpha\,{}_m\sigma = \sqrt{S_{2,m}}. \tag{10}$$

Donc les moments des distributions finales des $m^{\text{ièmes}}$ valeurs d'en haut et d'en bas peuvent être dérivés par un procédé exactement analogue au calcul des moments des distributions finales de la dernière et de la première valeur.

TOPOLOGIE. — *Les groupes de Betti en un point.*

Note (¹) de M. **Paul Alexandroff**, présentée par M. J. Hadamard.

1. Les nombres de Betti *autour d'un point* que j'ai introduits (²) ne donnent qu'une information très incomplète sur la structure locale d'un ensemble fermé. Pour aller plus loin, des notions nouvelles sont nécessaires.

(¹) Séance du 15 janvier 1934.

(²) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 227.

Soit J un champ de coefficients (¹) quelconque. Désignons par Z_a^r le groupe formé de tous les cycles mod$[F - U(a)]$, à r-dimensions, de F, le voisinage $U(a)$ étant un voisinage quelconque de (a) (variant avec le cycle en question). Dans Z_a^r, un sous-groupe H_a^r est constitué par les cycles relatifs Z^r vérifiant la condition suivante : il existe, pour Z^r, un voisinage $V(a)$ tel que $Z^r \sim 0$ mod$[F - V(a)]$. Le groupe complémentaire « Faktorgruppe » à H_a^r par rapport à Z_a^r sera désigné par B_a^r (donc $B_a^r = Z_a^r / H_a^r$); c'est le $r^{\text{ième}}$ *groupe de Betti de* F *au point a* (groupe de Betti correspondant au champ des coefficients J). Si J est le groupe (additif) des nombres rationnels, on est conduit à la notion de $r^{\text{ième}}$ *nombre de Betti de* F *au point a*; ce nombre sera désigné par $\bar{p}^r(a, F)$.

2. Écrivons, pour un élément z^r de z_a^r, $z^r \underset{a}{\equiv} 0$ (dans F) s'il existe, pour tout voisinage $V(a)$, une décomposition $z^r = c_1^r + c_2^r$ vérifiant les conditions suivantes :

1° c_1^r est contenu dans $V(a)$;

2° le point a est à distance positive de c_2^r;

3° on peut choisir le voisinage $V'(a) < V(a)$ d'une telle manière que la frontière de c_1^r soit homologue à zéro dans $\bar{V}(a) - V'(a)$.

Les $z^r \underset{a}{\equiv} 0$ forment un groupe A_a^r et l'on voit sans peine que ce groupe contient H_a^r comme sous-groupe.

Le groupe $P_a^r = Z_a^r / A_a^r$ sera appelé *groupe du passage r-dimensionnel* de l'ensemble F au point a. Si J est le groupe des nombres rationnels, on considérera le rang du groupe P_a^r sous le nom d'*ordre de passage*, $\pi^r(a, F)$ au point a.

3. Cela posé, on a d'abord les résultats suivants :

I. $$p^r(a, F) \geq \bar{p}^r(a, F) \geq \pi^r(a, F).$$

II. *Si, au point a, l'ensemble* F *n'a pas de condensation r-dimensionnelle* (*par rapport au champ* J), *les groupes* B_a^r *et* P_a^r *sont isomorphes.*

II'. *S'il n'y a pas, dans a, de condensation ordinaire* (par rapport au groupe des nombres rationnels), *on a* $p^r(a, F) = \bar{p}^r(a, F) = \pi^r(a, F)$.

Le dernier résultat subsiste en particulier si $p^r(a, F)$ est fini.

4. Nous dirons que le point a de l'ensemble fermé F est *intérieur* à F par rapport à J et au nombre de dimensions r, s'il existe un sous-ensemble

---

(¹) P. Alexandroff, *Fundamenta Mathematicae*, 20, 1933, p. 140.

fermé $F' \supset a$ de F et un nombre naturel $r' > r$ tels que le groupe $P^{r'}_a$ de F (construit pour J) est différent de zéro.

III. *Pour les ensembles fermés de l'espace euclidien à n dimensions, les points intérieurs par rapport à n (et à n'importe quel* J) *coïncident avec les points intérieurs au sens élémentaire.*

IV. *Si la dimension de* F (par rapport à J) (1) *est r, l'ensemble des points intérieurs de* F (par rapport à r et J) *a la puissance du continu; tous les autres points de* F *forment un ensemble dont tout sous-ensemble fermé est au plus de la dimension* $r-1$.

Remarque. — Pour le cas de la dimension ordinaire (au sens de Brouwer-Urysohn-Menger), on prendra pour J le groupe R_1 des nombres rationnels réduits d'après le module 1.

V. *Si* F *est une courbe cantorienne (au sens d'Urysohn)* (2) *localement connexe, les points intérieurs de* F (par rapport à 1) *coïncident avec les points dont l'indice de ramification est supérieur à l'unité.*

Je tiens à remarquer que M. Borsuk a introduit, dans une Note récente (3), une définition des points intérieurs basée sur des considérations entièrement différentes des nôtres, mais qui jouit de mêmes propriétés III-V : il serait intéressant de savoir si les deux définitions sont équivalentes. La définition de M. Borsuk se rapporte d'ailleurs seulement au cas de la dimension brouwerienne. Une autre question à résoudre serait la suivante: *Un point intérieur par rapport à un groupe abélien J quelconque est-il aussi intérieur par rapport à* R_1?

TOPOLOGIE. — *Sur le caractère topologique des représentations conformes.* Note (4) de M. **B. de Kerékjártó**, présentée par M. Élie Cartan.

Le problème de caractériser les représentations conformes par des propriétés topologiques a été posé par M. Brouwer (5) et repris par l'auteur (6). Concernant les représentations conformes et biunivoques des surfaces

(1) P. Alexandroff, *loc. cit.*

(2) Voir par exemple Urysohn, *Comptes rendus*, 175, 1922, p. 481.

(3) *Ergebnisse eines mathematischen Kolloquiums* (publiés par M. Menger), 49, Kolloquium.

(4) Séance du 15 janvier 1934.

(5) L. E. J. Brouwer, *Het Wezen der Meetkunde*, Amsterdam, 1909, p. 19-20.

(6) B. de Kerékjártó, *Acta Litt. ac Scient.*, Szeged, 1, 1922, p. 53-54; B. de Kerékjártó, *Vorlesungen über Topologie*, 1, Berlin, 1923, p. 15.

fermées et orientables en elles-mêmes, j'ai été conduit à la solution définitive suivante du problème.

Soit d'abord S la surface d'une sphère et soit t une transformation topologique (c'est-à-dire biunivoque et bicontinue) de S en soi-même conservant le sens d'orientation. La transformation t est appelée *régulière* au point P, si *les puissances de t sont uniformément continues au point* P; cela veut dire que pour $\varepsilon > 0$ arbitraire, il y a un $\delta > 0$ tel que pour chaque point Q dont la distance de P est inférieure à δ, la distance des images $t^n(P)$ et $t^n(Q)$ est inférieure à ε, pour $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$. Cette propriété sera évidemment conservée par une transformation topologique τ quelconque de la sphère en elle-même.

La condition nécessaire et suffisante pour que t soit homéomorphe d'une transformation linéaire est que t soit régulière en tous les points de la sphère, excepté en un nombre fini de points, au plus.

La transformation est homéomorphe d'une transformation elliptique, parabolique ou hyperbolique, selon que le nombre des points exceptionnels (ou *singuliers*) est égal à zéro, à 1 ou à 2. Entre les transformations hyperboliques et loxodromiques, il n'y a pas de différence topologique; elles n'ont pas d'invariants topologiques, non plus. Les transformations elliptiques ont un seul invariant, c'est le nombre de rotation de Poincaré.

La partie du théorème qui concerne les transformations paraboliques a été démontrée dans un Mémoire antérieur de l'auteur (1). Une démonstration du théorème ci-dessus sera publiée ailleurs Je vais signaler ici la marche de la démonstration qui est bien différente pour les trois cas.

I. Si t est partout régulière, il y a au moins *deux* points invariants A et B. Soit c une courbe simple et fermée séparant les points A et B; soit c^n l'image de c par t^n. L'ensemble des courbes $\{c^n\}$ $(n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots)$ détermine un domaine D contenant le point A; la frontière de D est une courbe fermée γ, au sens de Schœnflies; je démontre qu'elle est une courbe continue (image univoque et continue d'un intervalle); par conséquent γ est une courbe simple et fermée (courbe de Jordan), invariante dans la transformation t. Si la transformation de γ en soi-même engendrée par la transformation t est périodique, alors t est une transformation périodique sur la sphère entière, et donc elle est homéomorphe d'une rotation d'angle

(1) B. de Kerékjártó, *Annals of Math.*, 2e série, 27, 1925, p. 117; voir aussi une Note de l'auteur, *Über die fixpunktfreien Abbildungen der Ebene*, qui va paraître dans les *Acta Litt. ac Scient.*, 6.

$2k\pi/n$ [1]. Mais si t n'est pas périodique sur γ, les images successives d'un point quelconque de γ forment un ensemble partout dense sur γ: à la transformation de γ correspond un nombre irrationnel de rotation α d'après Poincaré. En construisant un faisceau de courbes simples et fermées $\{c\}$ se réduisant aux points A et B, il leur correspond un faisceau de courbes invariantes $\{\gamma\}$ se réduisant aux mêmes points. Pour toutes les courbes du faisceau $\{\gamma\}$ les nombres de rotation sont égaux. Deux courbes voisines ont un écart très petit; le faisceau $\{\gamma\}$ peut être transformé par une transformation topologique en un faisceau de cercles parallèles [2]. Par cette transformation, à la transformation t correspond une rotation de la sphère d'angle $2\pi\alpha$.

II. Si t a un seul point singulier, ce point sera son seul point invariant et alors t est homéomorphe d'une transformation parabolique [3].

III. Si la transformation t a deux (ou plus de deux) points singuliers, il y a un point régulier p, au moins, dont les images successives n'admettent d'autres points d'accumulation que des points singuliers. Je démontre que les images successives de tout point régulier convergent vers le même point singulier et invariant F. Soit c une courbe simple et fermée qui sépare F des autres points singuliers: il y a un nombre n pour lequel c^n est intérieur à c. Je construis au moyen de c une autre courbe C simple et fermée telle que C^1 soit intérieure à C. Les courbes C, C^1, C^2, ..., forment une suite monotone qui converge vers F; les courbes C^{-1}, C^{-2}, ... convergent vers un autre point singulier et invariant F_1. Ce sont les seuls points singuliers de t. La transformation t est homéomorphe d'une transformation hyperbolique ou loxodromique quelconque.

Soit ensuite S une surface fermée et orientable de genre $p > 0$, et soit t une transformation topologique de S en soi-même. On définit la régularité de t en un point de S de la même façon que pour la sphère, et l'on obtient le théorème suivant :

La condition nécessaire et suffisante pour que t soit homéomorphe d'une représentation conforme est que t soit régulière en tout point de S.

On déduit ce théorème de la caractérisation des transformations linéaires en se servant de la surface de recouvrement à connexion simple de S.

Mentionnons quelques autres applications de la notion de régularité.

---

(1) Voir B. de Kerékjártó, *Vorlesungen über Topologie*, 1, 1923, p. 224.
(2) Voir B. de Kerékjártó, *Vorlesungen über Topologie*, 1, 1923, p. 241 et suiv.
(3) *Loc. cit.* (note de la page 318).

D'une part, on peut caractériser d'une façon simple les groupes des géométries planes à l'aide de cette notion. D'autre part, on peut déterminer la condition pour qu'une transformation puisse être plongée en un groupe continu d'ordre un; cette condition concerne la distribution des points singuliers. En général, une transformation topologique du plan conservant le sens d'orientation, même si elle n'admet pas de point invariant, ne peut pas être plongée en un groupe continu; j'en ai construit un exemple.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'équation biharmonique à deux variables indépendantes*. Note [1] de M. A. **Rosenblatt**.

1. Envisageons l'équation biharmonique à deux variables indépendantes

$$\Delta\Delta u = F(x, y, u, \ldots, u_{yy}), \tag{1}$$

et proposons-nous d'appliquer la méthode des approximations successives de M. Picard en suivant M. Boggio pour obtenir une intégrale s'annulant, ainsi que sa dérivée normale, sur le contour C d'un domaine borné D. On suppose C à tangente continue. F est continu comme fonction de tous les arguments et satisfait à une condition de Hölder comme fonction de x, y. On a, de plus, la condition généralisée de Lipschitz

$$\begin{aligned} |F(x, y, u', \ldots, u'_{yy}) - F(x, y, u, \ldots, u_{yy})| \\ \leqq \frac{A_1}{\delta^4}|u'-u| + \frac{A_2}{\delta^3}\{|u'_x - u_x| + |u'_y - u_y|\} \\ + \frac{A_3}{\delta^2}\{|u'_{xx} - u_{xx}| + |u'_{xy} - u_{xy}| + |u'_{yy} - u_{yy}|\}, \end{aligned} \tag{2}$$

δ étant la distance du point $P(x, y)$ de D de la frontière C.

Représentons D, sur le cercle K_1 de rayon R, au moyen de la fonction $z = \varpi_1(z_1)$ en supposant qu'on a les inégalités

$$\left\{ \begin{aligned} & 0 < \alpha < |\varpi'_1(z_1)| = H < \beta, \qquad |\varpi''_1| \leqq \frac{\gamma}{R}, \qquad |\varpi'''_1| \leqq \frac{\delta}{R^2}, \\ & |S(z)| = \left| \frac{z'''_1}{z'_1} - \frac{3}{2}\left(\frac{z''_1}{z'_1}\right)^2 \right| \leqq \frac{\varepsilon}{R^2}. \end{aligned} \right. \tag{3}$$

Posons

$$u(x, y) = u_2(x_1, y_1)H. \tag{4}$$

---

[1] Séance du 15 janvier 1934.

on obtient (Levi-Civita) l'équation

$$(5)\qquad \Delta'\Delta' u_2 = -4(u_{2x_1x_1} - u_{2y_1y_1})\,R(S) + 8\,u_{2x_1y_1}\,I(S) - 4\,u_2\,|S|^2 + H^2F = T(x_1, y_1, u_2, \ldots, u_{2y_1y_1}),$$

R et S sont les parties réelle et imaginaire de $S(z)$.

2. Appliquons à (5) le procédé des approximations successives de M. Picard en formant les intégrales

$$(6)\qquad \begin{cases} u_2^n(x_1, y_1) = \dfrac{1}{8\pi}\displaystyle\int_{K_1} G_2(x_1, y_1; \xi_1, \eta_1)\,T[\xi_1, \eta_1, u_2^{n-1}(\xi_1, \eta_1)\ldots]\,d\xi_1\,d\eta_1 \\ \qquad (n = 1, 2, \ldots), \end{cases}$$

où G_2 est la fonction de Green (Lauricella, Boggio). Supposons les u, u_x, ... astreintes à satisfaire aux inégalités

$$(7)\qquad |u| \leqq L; \quad |u_x|, \quad |u_y| \leqq \frac{L'}{d}; \quad |u_{xx}|, \quad |u_{xy}|, \quad |u_{yy}| \leqq \frac{L''}{d^2},$$

où d est le diamètre de D et déterminons les nombres $\overline{L}$, $\overline{L}'$, $\overline{L}''$ de manière à satisfaire aux inégalités

$$(8)\qquad \overline{L} \leqq \frac{L}{\beta}, \quad \overline{L}' + \overline{L}\frac{\gamma}{\alpha} \leqq \frac{L'}{\sqrt{2}.h}, \quad \overline{L}'' + 4\overline{L}'\frac{\gamma}{\alpha} + \overline{L}\left(\frac{\delta}{\alpha} + 2\frac{\gamma^2}{\alpha^2}\right) \leqq \frac{\alpha}{2h^2}L'' \quad \left(h = \frac{d}{R}\right).$$

Soient N le module maximum de F et $\overline{N}$ le nombre

$$(9)\qquad \overline{N} = \beta^2 N + 16\frac{\overline{L}''}{R^4}\varepsilon + 4\frac{\overline{L}}{R^4}\varepsilon^2.$$

On pourra déterminer la suite (6) pourvu que l'on ait les inégalités

$$(10)\qquad \overline{N}\frac{R^4}{64} \leqq \overline{L}, \qquad \overline{N}R^4 \leqq \overline{L}', \qquad \overline{N}R^4\frac{280}{3} \leqq \overline{L}'',$$

ce qui aura lieu lorsque ε est petit.

3. Formons maintenant les différences

$$(11)\qquad v_2^n = u_2^n - u_2^{n-1} \qquad (n = 1, 2, \ldots),$$

et soit

$$(12)\qquad |T(x_1, y_1, u_2^1, \ldots) - T(x_1, y_1, u_2^0, \ldots)| \leqq \frac{M_1}{\delta_1^{2+m}},$$

$M_1 > 0$, $0 < m < 1/2$, δ_1 distance de $P_1(x_1, y_1)$ de la circonférence C_1

du cercle K_1. On a les inégalités

$$(13)\qquad |v''_2| \leqq \frac{1}{8\pi} AM_1\,\delta_1^{2-m},$$

$$(14)\qquad |v''_{2x_1}|,\ |v''_{2y_1}| \leqq \frac{1}{8\pi} BM_1\,\delta_1^{1-m},$$

$$(15)\qquad |v''_{2x_1x_1}|,\ |v''_{2x_1y_1}|,\ |v''_{2y_1y_1}| \leqq \frac{1}{8\pi} CM_1\,\delta_1^{-m},$$

où l'on a

$$(16)\qquad \begin{cases} A = \pi\left\{\dfrac{20m+12}{3m(1+m)} + \dfrac{40-28m}{3(2-m)(1-m)}\right\}, \quad B = 384\,\dfrac{1-m}{m(1-2m)}, \\ C = 112\,\dfrac{2^{3+m}}{m(1-m)}. \end{cases}$$

(14), (15) perfectionnent les inégalités précédemment données par moi.

La suite des approximations successives converge absolument et uniformément, pourvu que l'on ait l'inégalité

$$(17)\qquad \frac{1}{8\pi}(A\bar{A}_1 + 2B\bar{A}_2 + 3C\bar{A}_3) < 1,$$

$$(18)\qquad \begin{cases} \bar{A}_1 = A_1\dfrac{\beta^4}{\alpha^4} + 4A_2\dfrac{\beta^3\gamma}{\alpha^4} + 3A_3\dfrac{\beta^3(3\alpha\delta+5\gamma^2)}{\alpha^5} + 4\varepsilon^2, \\ \bar{A}_2 = 2A_2\dfrac{\beta^2}{\alpha^2} + 18A_3\dfrac{\beta^2\gamma}{\alpha^3}, \\ \bar{A}_3 = 3A_3\dfrac{\beta}{\alpha} + 8\varepsilon. \end{cases}$$

(17) aura lieu pour ε petit.

4. On peut généraliser ces résultats aux équations m-harmoniques. D'autre part, on peut étudier au moyen des équations intégrales le cas d'un domaine D qui ne satisfait pas aux restrictions de cette Note. Je me propose de revenir sur ces sujets.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Les fonctions de moyenne carrée sommable.* Note de M. **Chadenson**, présentée par M. Hadamard.

Lorsqu'on veut étendre les résultats acquis pour les fonctions de carré sommable définies sur un intervalle fini, on est conduit à la définition suivante :

Une fonction définie sur l'intervalle $(-\infty, +\infty)$ sera dite de *moyenne carrée sommable* si l'intégrale suivante, entendue au sens de Lebesgue, existe

et est finie :

$$\lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} |f(x)|^2 dx = M\{[\overline{f(x)}]\}.$$

De telles fonctions peuvent être représentées à l'aide d'un spectre discontinu superposé à un spectre continu.

Par une analyse utilisant les fonctions $e^{i\lambda x}$ de moyenne carrée sommable (et de mesure 1) analogue à celle utilisée par Bohr pour les fonctions presque périodiques (*Acta Mathematica*, 45, p. 29-127), on peut définir des coefficients

$$M\{f(x)\, e^{-i\lambda x}\} = A(\lambda)$$

qui conduisent à une série de Dirichlet correspondant à une fonction presque périodique :

$$f(x) \sim \sum_0^{\infty} A_n\, e^{i\Lambda_n x} = \pi(x).$$

On a unicité du développement avec la relation fondamentale

$$M\{\overline{f(x)}^2\} = \sum_0^{\infty} \overline{A}_n^2.$$

La différence $f(x) - \pi(x) = g(x)$ est alors une fonction d'un type spécial dite de moyenne carrée nulle. Pour de telles fonctions, par une généralisation de l'intégrale de Fourier, on définit une fonction coefficient

$$\gamma(u) = \lim_{T \to \infty} \int_{-T}^{+T} g(x)\, e^{-iux}\, dx,$$

elle-même de moyenne carrée nulle avec la relation

$$g(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x)\, e^{-iu(x-t)}\, du\, dx.$$

On a ainsi, pour toute fonction de moyenne carrée sommable, une décomposition qui est d'ailleurs unique en deux fonctions correspondant l'une à un spectre discontinu, l'autre à un spectre continu.

Cette décomposition permet dans l'espace des fonctions de moyenne carrée sommable, dit espace (ω), de définir une distance, nombre « complexe »,

$$\left[\left[M\{[f_1(x) - f_2(x)]^2\} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\int_{-\infty}^{+\infty} [g_1(x) - g_2(x)]^2\, dx \right]^{\frac{1}{2}} \right],$$

qui jouit des trois propriétés fondamentales de la distance.

On peut ensuite définir le voisinage, la convergence et aboutir à une généralisation du théorème de Bolzano-Weierstrass.

Dans cet espace les « opérateurs » les plus importants sont ceux qui généralisent les transformations intégrales linéaires (équations intégrales de première espèce) de l'espace Ω

$$f(s) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} K(st)\, g(t)\, dt.$$

Cela nécessite une définition pour le noyau $K(st)$, symétrique ou non, des fonctions de moyenne carrée sommable de deux variables.

On obtient des résultats totalement analogues à ceux d'une variable, avec spectre discontinu ponctuel à deux dimensions (fonctions presque périodiques à deux variables de M. Bochner) et spectre continu plan.

L'analyse de cette transformation conduit aux résultats importants suivants :

Le spectre discontinu de $f(s)$ est le « transformé » du spectre discontinu de $g(t)$ par celui de $K(st)$ dans le sens suivant : si une fréquence de $g(t)$ coïncide avec une fréquence du paramètre t de $K(st)$, alors $f(s)$ possède toutes les fréquences du paramètre s de $K(st)$.

Le spectre continu de $f(s)$ est également le « transformé » du spectre continu de $g(t)$ par celui de $K(st)$ dans le sens

$$\varphi(s) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} K(st)\, \gamma(t)\, dt.$$

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une nouvelle classe quasi-analytique de fonctions indéfiniment dérivables.* Note de M. **Mandelbrojt**, présentée par M. J. Hadamard.

Le théorème de M. Carleman, qui complète celui de M. Denjoy, s'énonce de la manière suivante :

Considérons la classe des fonctions indéfiniment dérivables, vérifiant les inégalités

$$(1) \qquad |\varphi^{(n)}(t)| < K^n m_n \qquad (0 \leqq t \leqq 0;\ n = 0, 1, \ldots),$$

où la suite $\{m_n\}$ *est donnée, la constante* K *variant avec* $\varphi(t)$.

La condition nécessaire et suffisante pour que, de

$$(2) \qquad \varphi^{(n)}(0) = 0 \qquad (n = 0, 1, \ldots),$$

résulte que $\varphi(t)$ est identiquement nulle dans $(0, a)$, est que la série

$$(3) \qquad \sum \frac{1}{\beta_n^*},$$

où

$$(4) \qquad \beta_n^* = \text{borne infér. de } \sqrt[n+h]{m_{n+h}} \qquad (h = 0, 1, \ldots)$$

soit divergente.

L'expression « condition nécessaire » doit être comprise de la manière suivante : si (3) converge, on peut construire une fonction $\varphi(t)$ vérifiant (1) et (2) et non identiquement nulle.

Toute classe de fonctions vérifiant (1) sera dite classe $C_{\{m_n\}}$. La divergence de la série (3) est donc la condition nécessaire et suffisante pour que la classe $C_{\{m_n\}}$ soit quasi analytique.

En posant $a = 2\pi$, nous démontrons qu'à chaque classe $C_{\{m_n\}}$, *même lorsque* (3) *converge* [1], on peut faire correspondre un nombre $\sigma > 0$, tel que, si la fonction $\varphi(t)$ de cette classe possède la propriété (2) et si

$$(5) \qquad \varphi(t) \sim \sum_{i=1}^{\infty} (a_{n_i} \cos n_i t + b_{n_i} \sin n_i t),$$

l'exposant de convergence de la suite $\{n_i\}$ étant égal à σ, alors $\varphi(t)$ s'annule identiquement.

Nous désignons la classe des fonctions vérifiant (1) et (5), l'exposant de convergence de $\{n_i\}$ étant égal à σ, par $C^{\sigma}_{\{m_n\}}$.

Nous démontrons le théorème suivant :

Soit $C^{\sigma}_{\{m_n\}}$ une classe de fonctions telle que

$$(6) \qquad \frac{1}{\sigma} > \varliminf_{n=\infty} \frac{\log m_n}{n \log n}.$$

Dans ces conditions, toute fonction de $C^{\sigma}_{\{m_n\}}$, telle que

$$\varphi^{(n)}(0) = 0 \qquad (n = 0, 1, \ldots)$$

est identiquement nulle.

Si $\Sigma\, 1/\beta_n^*$ diverge, la condition (6) est superflue, en vertu du théorème de M. Carleman. Si, par contre, (3) converge, notre théorème fournit de nouvelles classes quasi analytiques de fonctions.

---

(1) Sauf lorsque

$$\varliminf_{n=\infty} \frac{\log m_n}{n \log n} = \infty.$$

Il est d'ailleurs évident que σ diminue lorsque la convergence de (3) devient plus rapide.

Nous démontrons aussi le théorème suivant :

Quel que soit l'entier $P > 2$, *et quel que soit* $\varepsilon > 0$, *on peut indiquer une fonction* $\varphi_1(t)$, *non identiquement nulle dans* $(0, 2\pi)$, *telle que*

$$\varphi_1^{(n)}(0) = 0 \qquad (n = 0, 1, \ldots),$$

cette fonction appartenant à une classe $C^{\sigma_1}_{\{m'_n\}}$, *telle que*

$$P - \varepsilon < \underline{\lim}_{n=\infty} \frac{\log m'_n}{n \log n} \leqq P$$

et telle que

$$\underline{\lim}_{n=\infty} \frac{\log m'_n}{n \log n} - \varepsilon < \frac{1}{\sigma_1} \leqq \underline{\lim}_{n=\infty} \frac{\log m'_n}{n \log n}.$$

Ce dernier théorème prouve qu'à un certain point de vue, l'inégalité (6) qui fournit une condition suffisante de quasi-analyticité de la classe $C^{\sigma}_{\{m_n\}}$, ne peut pas être améliorée. La condition (6) est donc aussi, à ce même point de vue, la condition nécessaire de quasi-analyticité de $C^{\sigma}_{\{m_n\}}$. L'expression « condition nécessaire » a ici un sens semblable à celui de la même locution dans le théorème de M. Carleman.

La démonstration des théorèmes de cette Note s'appuie essentiellement sur les résultats établis dans une de mes Notes récentes concernant les séries de Fourier ([1]).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Étude mathématique du problème des époques glaciaires*. Note de M. **V. A. Kostitzin**, présentée par M. J. Hadamard.

1. Dans une Note antérieure ([2]), j'ai donné une étude mathématique d'une hypothèse sur l'origine des époques glaciaires. Je vais maintenant analyser une autre hypothèse concernant le même phénomène. Supposons qu'un bloc continental cylindrique d'épaisseur h dépasse de x le niveau du magma et supporte une couche de glace d'épaisseur y.

Supposons : 1° qu'il existe un niveau l tel que la formation de glace au-dessous et la fonte de glace au-dessus de ce niveau soient impossibles ; 2° l est très petit par rapport aux dimensions du bloc, de sorte qu'on peut négliger

([1]) *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 1569.

([2]) *Comptes rendus*, **195**, 1932, p. 1219-1224.

la fonte et la formation de glace sur la surface latérale de la couche; 3° pour $x > l$, la fonte ne se produit pas et y' est proportionnel à la différence des niveaux $x+y$ et l :

$$y' = \varepsilon(x+y-l) \quad (x > l); \tag{1}$$

4° pour $x < l < x+y$, la formation de glace se réalise sur la base supérieure et la fonte sur la base inférieure de la couche avec une vitesse proportionnelle aux différences de niveaux, ce qui donne

$$y' = \varepsilon(x+y-l) - k(l-x) \quad (x < l < x+y); \tag{2}$$

5° pour $x+y < l$, la fonte se réalise sur les deux bases de la couche; on a donc

$$y' = -k(l-x) - k(l-x-y) \quad (x+y < l); \tag{3}$$

6° pour $x_0 < l$, $y_0 = 0$, la couche de glace ne se rétablit pas et y reste nul tant que $x < l$.

D'autre part, on peut écrire l'équation différentielle du mouvement vertical du bloc continental, en négligeant l'accélération et en tenant compte de la viscosité du magma, sous la forme suivante :

$$rx' = g\sigma(h-x) - gh\rho - g\eta y,$$

en appelant ρ la densité du bloc, η la densité de la glace, σ la densité du magma, r le coefficient de résistance, g l'accélération de gravité. Cette équation prend la forme

$$x' = na - nx - \tau y, \tag{4}$$

en posant $n = g\sigma/r$, $\tau = g\eta/r$, $a = h(1-\rho/\sigma)$. On voit facilement que a est le niveau correspondant à l'équilibre isostatique en l'absence de glace. Le coefficient n est égal à 3τ, le niveau a est plus élevé que l.

2. D'après ce qui précède, le demi-plan $(x, y \geq 0)$ se subdivise en trois régions à régimes différents. La partie de l'axe x correspondant à $x < l$ forme une quatrième région dans laquelle $y = 0$ et $x' = na - nx$. Choisissons comme état initial le point $(l, 0)$. On a $x'_0 = n(a-l) > 0$, donc x croît, et le processus est régi par les équations (1) et (4). L'équation caractéristique de ce système, $m^2 + (n-\varepsilon)m + \varepsilon(\tau - n) = 0$, a ses racines réelles de signes différents. x croît jusqu'à l'intersection de la courbe représentative (x, y) avec la droite $na - nx - \tau y = 0$, et décroît ensuite; y continue de croître; enfin la courbe coupe la droite $x = l$. A partir de ce moment, on a $x < l < x+y$, et le processus est régi par les équations (2) et (4).

Supposons que l'équation caractéristique de ce système

$$m^2 + (n - \varepsilon)m + \tau\varepsilon + \tau k - \varepsilon n = 0$$

ait des racines complexes, et que les droites

$$na - nx - \tau y = 0, \quad x(\varepsilon + k) + \varepsilon y - l(\varepsilon + \theta) = 0$$

se coupent dans la même région ($x < l < x + y$). Dans ces conditions, y croît jusqu'à intersection avec la droite $y' = 0$ et décroît ensuite; x décroît jusqu'à intersection avec la droite $x' = 0$ et croît ensuite. Le point (x, y) contourne le point d'intersection des droites $x' = 0$, $y' = 0$ et passe dans la troisième région ($x + y < l$) où le processus est régi par les équations (3) et (4). L'équation caractéristique de ce système

$$m^2 + (n - k)m + k(2\tau - n) = 0$$

a ses racines réelles de signes différents. En choisissant convenablement les coefficients, on peut assurer l'intersection de la courbe (x, y) avec l'axe x en un point d'abscisse $s < l$. En ce moment, la glace disparaît et le mouvement est régi par l'équation $x' = na - nx > 0$; là commence une époque interglaciaire qui dure jusqu'au moment où x redevient égal à l; le cycle se trouve fermé et un nouveau cycle s'amorce. Le processus est stable : n'importe quel état initial au voisinage de cette courbe fermée nous ramène, *au bout d'un temps fini*, exactement à cette même courbe.

3. En ce qui concerne le côté numérique du problème, on possède un ensemble de données suffisant pour indiquer l'ordre de la durée totale du cycle. D'après mes calculs préalables, cette période est de l'ordre de 6.10^5 années, dont un tiers est occupé par l'époque interglaciaire.

THÉORIE DES GROUPES CONTINUS. — *Sur les groupes abéliens continus.* Note [1] de M. L. Pontrjagin.

1. Je me propose, dans la présente Note, de donner une analyse de la structure des groupes abéliens localement compacts au point de vue de l'*Analysis situs* [2].

---

(1) Séance du 15 janvier 1934.

(2) Il s'agit donc de groupes *topologiques*, c'est-à-dire des groupes dont l'ensemble d'éléments forme un espace topologique tel que $z = x + y$ et $-x$ sont des fonctions continues de x et de y. Un espace topologique s'appelle d'après M. Alexandroff *localement compact*, si tout point y possède un voisinage qui, augmenté de ses points limites, est compact (en soi).

Désignons par K le groupe cyclique continu, c'est-à-dire le groupe formé de toutes les rotations d'une circonférence. Γ étant un groupe abélien discret ne contenant qu'une infinité dénombrable d'éléments, désignons par χ l'ensemble de toutes les représentations homomorphes (= méroèdriquement isomorphes) de Γ dans K. *L'ensemble χ est un groupe abélien* si l'on y définit comme il suit l'opération d'addition : α et β étant deux éléments de χ, on définit comme $\alpha + \beta$ la représentation homomorphe faisant correspondre à tout élément g de Γ l'élément $\alpha(g) + \beta(g)$ de K. Le groupe abélien χ devient un groupe topologique compact si l'on pose $\lim \alpha_i = \alpha$ dans le cas et (dans le cas seulement) où $\lim \alpha_i(g) = \alpha(g)$, quel que soit l'élément g de Γ. J'ai introduit le groupe χ sous le nom du *groupe des caractères du groupe* Γ dans ma conférence présentée au Congrès International de Mathématiciens, Zurich, septembre 1932 ([1]).

Soit maintenant Γ un groupe topologique abélien, compact, séparable. L'ensemble U de toutes les représentations homomorphes (et continues) de Γ dans K peut être considéré, lui aussi, comme un groupe abélien. Or, nous n'introduisons aucune relation de continuité dans le groupe U; ce sera donc un groupe discret; on s'aperçoit sans peine que le groupe U est au plus dénombrable; nous le désignons encore comme *groupe des caractères* (du groupe Γ).

2. Soient G un groupe discret, X le groupe (topologique) des caractères de G, H un sous-groupe quelconque de G, F un sous-groupe fermé de X. Nous désignons par N(X, H) l'ensemble des éléments $\varkappa$ de X tels que $\varkappa(h) = 0$ quel que soit l'élément h de H. Nous désignons par N(G, F) l'ensemble de tous les éléments g de G tels que $f(g) = 0$ quel que soit l'élément f de F.

Cela posé, on démontre d'abord le lemme suivant :

Lemme I. — *Soit, dans les notations ci-dessus,* $H' = N(G, F)$, $F' = N(X, H)$. *On a alors* $F = N(X, H')$ *et* $H = N(G, F')$.

En appliquant les résultats de MM. Weyl et Peter ([2]) généralisés par M. Haar ([2]), pour les groupes topologiques localement compacts et séparables, on arrive au principe de dualité.

Principe de dualité. — *Le groupe des caractères du groupe des caractères d'un groupe donné* **G** *est isomorphe au groupe* **G**. Dans cet énoncé le

---

([1]) *Verh. d. Internationalen Mathematiker-Kongresses*, Zurich, 1932, p. 195.

([2]) Voir, pour références, *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 238.

groupe G est un groupe abélien discret au plus dénombrable, ou bien un groupe abélien compact et séparable.

Il en résulte que *tout groupe abélien compact et séparable est isomorphe au groupe des caractères d'un groupe abélien discret au plus dénombrable* et qu'inversement, *tout groupe abélien discret au plus dénombrable est isomorphe au groupe des caractères d'un groupe compact et séparable.*

3. Le lemme suivant permet de passer des groupes compacts aux groupes localement compacts :

Lemme II. — *Tout groupe abélien localement compact, connexe et séparable Ψ contient un sous-groupe Δ n'ayant dans Ψ aucun élément-limite, et tel que le groupe Ψ/Δ est compact.*

En se basant sur les deux lemmes et sur le principe de dualité on obtient les résultats suivants :

Théorème I. — *Un groupe abélien localement compact, connexe et séparable se décompose en somme directe d'un groupe compact et d'un nombre fini de groupes dont chacun est isomorphe au groupe additif des nombres réels. Cette décomposition n'est d'ailleurs possible que d'une seule manière.*

Théorème II. — *Tout groupe abélien localement compact, séparable, connexe et localement connexe, est somme directe d'un nombre fini de groupes isomorphes au groupe additif de nombres réels et d'un nombre fini ou d'une infinité dénombrable de groupes isomorphes au groupe cyclique continu.*

Si le groupe en question est de dimension finie, le nombre de termes cycliques est, lui aussi, fini.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Les fonctions moyenne-périodiques.* Note de M. J. **Delsarte**, présentée par M. Henri Villat.

Considérons, dans l'espace à n dimensions, un domaine D_0, pouvant être de dimension inférieure à n, et un point O. Nous désignerons par D_m le domaine déduit de D_0 par la translation qui amène le point O au point M, et par K(M, P) un noyau ne dépendant que de la position relative de M et P ; enfin $f(M)$ étant une fonction du seul point M, nous poserons

$$\delta_M[f] = \int_{D_m} K(M, P) f(P)\, d\omega_P.$$

On suppose évidemment que cette opération a un sens. Cela étant, nous

dirons que $f(M)$ est une fonction *moyenne-périodique* relativement au noyau $K(M, P)$ et au domaine D_0, si $\delta_M[f]$ est identiquement nul quel que soit M.

Dans le cas des fonctions d'une variable, le seul que nous examinerons ici, la condition de moyenne-périodicité relativement au noyau $K(y-x)$ et à l'intervalle $(0, a)$ s'écrit encore

$$\delta_x[f] = \int_0^a K(\xi) f(x+\xi)\, d\xi \equiv 0.$$

Il pourra y avoir avantage à considérer le premier membre comme une intégrale de Stieltjes en écrivant

$$K(\xi)\, d\xi = d[(\xi)] :$$

a. Si l'on introduit la fonction entière

$$A(\lambda) = \delta_0[e^{\lambda\xi}],$$

qui a nécessairement une infinité de zéros : $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_n, \ldots$, il est clair que les seules fonctions moyenne-périodiques exponentielles sont les fonctions

$$e^{\lambda_n x}.$$

Les nombres λ_n, en général complexes, ne sont pas quelconques; ils satisfont à une condition de convergence facile à former, et de plus leurs arguments admettent $\pm\pi/2$ comme valeurs limites.

b. Nous supposons dans ce qui suit les zéros λ_n de $A(\lambda)$, tous simples. Il est aisé de modifier convenablement les formules qui vont suivre dans le cas contraire. Nous faisons de plus les hypothèses suivantes :

1° *la fonction $f(x)$, définie dans l'intervalle $(0, a)$, est à variation bornée; et*

$$\delta_0[f(\xi)] = 0;$$

2° *le noyau $K(x)$ est à variation bornée; sa partie continue est supposée absolument continue.*

On a alors le théorème suivant :

La fonction $f(x)$ est développable dans l'intervalle $(0, a)$ en une série convergente d'exponentielles moyenne-périodiques :

$$f(x) \equiv \sum_n k_n e^{\lambda_n x} = \frac{1}{2}[f(x+0) + f(x-0)]; \tag{1}$$

les coefficients k_n ayant pour expression

$$k_n = \frac{1}{A'(\lambda_n)} \delta_0 \left[\int_0^{\xi} e^{\lambda_n(\xi-\eta)} f(\eta)\, d\eta \right];$$

la série obtenue est d'ailleurs uniformément convergente dans tout intervalle où $f(x)$ est continue.

c. Le problème du prolongement « *en moyenne-périodique* » d'une fonction $f(x)$, donnée dans l'intervalle $(0, a)$ et y vérifiant la condition

$$\delta_0[f(\xi)] = 0,$$

se pose alors tout naturellement. On a d'abord le théorème suivant :

Soit une fonction moyenne-périodique $f(x)$, définie de $-\infty$ à $+\infty$, à variation bornée dans tout intervalle fini; formons pour cette fonction la série (1). *Il est à noter que le calcul des coefficients k_n ne fait intervenir que les valeurs de la fonction dans l'intervalle* $(0, a)$. *Dans nos hypothèses actuelles cette série converge pour toute valeur finie de la variable et a pour somme $f(x)$, ou $1/2\,[f(x+0)+f(x-0)]$, si $f(x)$ n'est pas continue.*

Inversement, prenons une fonction $f(x)$ satisfaisant aux conditions du paragraphe *b*; et formons pour cette fonction la série (1). Dans tout intervalle où cette série converge uniformément elle a pour somme une fonction continue moyenne-périodique qui prolonge $f(x)$. Si par exemple la fonction $f(x)$ est continue dans l'intervalle $(0, a)$, et si tous les exposants λ_n sont purement imaginaires, la série d'exponentielles converge certainement, uniformément dans tout intervalle fini, et a pour somme une fonction moyenne-périodique qui est en même temps presque périodique.

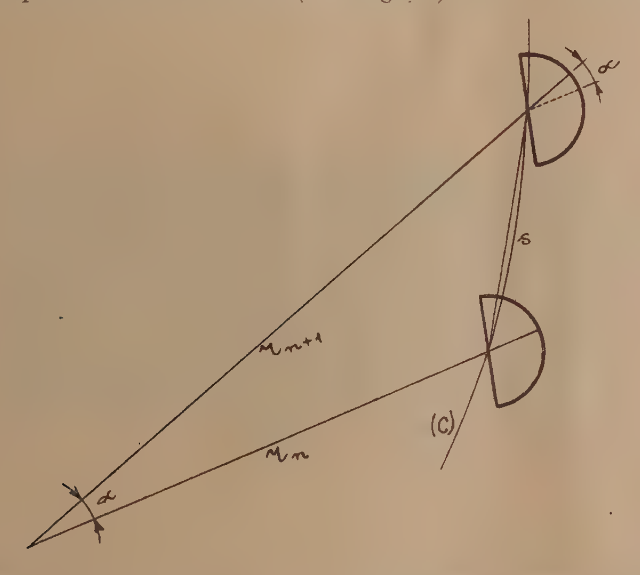
La condition de moyenne-périodicité permet d'ailleurs d'effectuer le prolongement, successivement dans les intervalles $(a, 2a)$; $(-a, 0)$, etc.; par résolution de certaines équations de Volterra de première espèce; il résulte alors du théorème que nous venons d'énoncer que, lorsque cette résolution est possible, la série (1) converge et a pour somme une fonction moyenne-périodique.

On voit que la théorie des fonctions moyenne-périodiques conduit à des séries de type exponentiel, plus générales que les séries de Dirichlet, et qui convergent dans des cas étendus.

MÉCANIQUE. — *Méthode de détermination de la trajectoire d'un corps en mouvement dans l'espace interplanétaire par un observateur lié au système mobile.* Note de M. **Ary J. Sternfeld**, présentée par M. Jean Perrin.

Pour déterminer la position et la vitesse d'un véhicule se mouvant dans l'espace interplanétaire ([1]), on peut appliquer la méthode suivante :

Soient (C) la trajectoire plane du mobile, r_n et r_{n+1} les rayons vecteurs, représentant les distances du Soleil de deux points de la trajectoire, et α l'angle compris entre ces vecteurs (voir figure).



L'arc de longueur s qui sépare les deux points peut être confondu avec la corde qui le sous-tend, pourvu que α soit assez petit. Il est alors évident que, si l'on arrive à déterminer r_n, r_{n+1} et α dans des intervalles de temps assez rapprochés, on sera en possession d'une méthode qui nous donnera la trajectoire avec une approximation dépendant de la fréquence des mesures.

Si la forme de la trajectoire est connue d'avance, comme c'est le cas d'un

([1]) Ce problème a été discuté notamment par M. H. Oberth (*Wege zur Raumschiffhart*, München u. Berlin, 1929, p. 198) et M. R. Esnault-Pelterie (*L'Astronautique*, Paris, 1930, p. 173).

corps suffisamment éloigné des planètes et des satellites pour n'être pratiquement soumis qu'à l'attraction solaire (conique), la détermination d'un seul segment de la courbe suffira pour connaître toute l'orbite.

Remarquons qu'une telle méthode a l'avantage d'être indépendante de toute accélération à laquelle le véhicule pourrait être soumis.

La réalisation d'un appareil, répondant à cette méthode, pourrait se faire de la manière suivante :

1° les distances r du Soleil peuvent être obtenues par la mesure de la température absolue d'équilibre T d'un corps à inertie thermique aussi faible que possible. En effet, en partant de la loi de Stefan-Boltzmann on trouve que r est lié à T par la relation

$$r = \frac{K}{T^2},$$

où K est une constante, caractéristique du corps considéré ;

2° la mesure des angles α peut être effectuée à l'aide d'un appareil dont les axes sont maintenus parallèles relativement à des axes absolus, moyennant un système gyroscopique. Cet appareil peut, en particulier, être constitué par une chambre noire qui permet d'établir l'inclinaison du plan de l'orbite du véhicule par rapport aux étoiles fixes, ce plan se confondant avec la surface balayée par les rayons solaires à l'intérieur de la chambre.

Il est bien entendu que la lecture des temps, s'écoulant entre deux mesures consécutives, donnera la vitesse moyenne sur le segment parcouru.

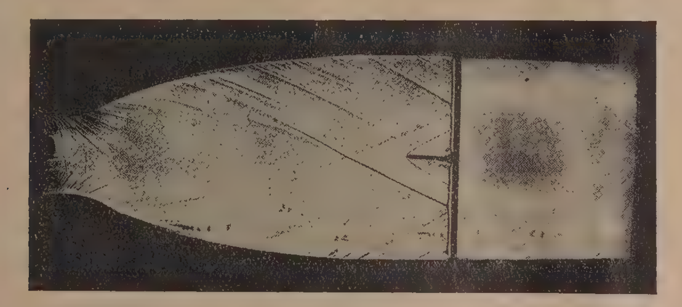
MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur une soufflerie supersonique à grand coefficient de vitesse.* Note de M. **L. Santon**, présentée par M. Henri Villat.

Poursuivant mes recherches sur les souffleries supersoniques j'ai réalisé une soufflerie branchée sur la distribution d'air comprimé de la Ville de Paris. Le fluide arrive sous une pression (absolue) voisine de 4 kg/cm² dans une tuyère à section rectangulaire dont deux faces opposées sont constituées par deux glaces permettant l'étude de l'écoulement par la méthode des ombres ; ces deux glaces s'appuient sur deux cales auxquelles on donne le profil désiré.

J'ai pu ainsi essayer une vingtaine de profils ; les meilleurs sont très simple à déterminer : il suffit d'avoir après la gorge un élargissement assez

rapide et de passer ensuite à la section constante en évitant les concavités à grande courbure pour lesquelles les ondes de Mach ont une enveloppe susceptible de traverser la largeur de la tuyère et de se réfléchir sur les parois. A moins de soigner tout particulièrement le poli de la surface, les rugosités de cette dernière donnent naissance à des ondes de Mach qui, par leur inclinaison sur la vitesse, fournissent une première mesure du coefficient de vitesse.

L'épaisseur de la tuyère est 31^{mm}, la largeur de la section d'utilisation est 66^{mm},5, celle de la gorge 26^{mm}; le rapport de la section d'expérience à la section minimum est 2,56, le coefficient de vitesse correspondant est, d'après la théorie classique, 2,47 (en fait, la tuyère avait été prévue pour donner 2,5). L'angle de Mach mesuré dans la section utile est 24°, ce qui donne pour le coefficient de vitesse $1/\sin 24° = 2,45$ avec une précision relative de l'ordre de 1/100.



Soufflerie supersonique avec prise de pression. Cliché obtenu par la méthode des ombres

Le cliché ci-dessus montre l'ombre de la tuyère où, en vue de contrôler les résultats précédents, a été introduite une prise de pression statique [déjà décrite (1)]. L'introduction de la prise et de son support n'apporte aucune perturbation dans la distribution des vitesses en amont. La pression, constante dans toute la section d'utilisation, est 0,24 kg/cm^2; dans la conduite en amont — où les dimensions sont suffisantes pour qu'on puisse y considérer l'air comme au repos — elle est 3,8 kg/cm^2; ceci donne un rapport de pressions de 0,063 et le coefficient de vitesse correspondant est 2,45. Les trois procédés employés pour mesurer la vitesse : rapport des sections, angle de Mach, rapport des pressions, donnent donc des résultats tout à fait en accord.

(1) L. Santon, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 525.

Il est intéressant de noter qu'après la section d'étude la pression dans la veine fluide remonte de 0,24 kg/cm² jusqu'à la pression atmosphérique, la majeure partie de ce gain s'effectuant d'ailleurs dans le passage des vitesses supersoniques aux vitesses subsoniques.

Les résultats obtenus avec ce dispositif permettent de prévoir les conditions à réaliser pour construire une soufflerie supersonique par aspiration à plusieurs égards préférable aux souffleries par détente : d'une part, en effet, les puissances à mettre en jeu sont considérablement plus faibles, d'autre part la section d'expérience appartenant au domaine amont bénéficie de la stabilité de l'air au repos et est indépendante des variations de régime du groupe moteur. Après la section d'utilisation, l'air reprend une vitesse subsonique et passe de 0,065 kg/cm² à 0,27 kg/cm². Le compresseur à prévoir pour refouler ensuite cet air dans l'atmosphère devrait — en admettant que la compression s'effectue adiabatiquement et que toute l'énergie dépensée soit finalement employée à élever la température de l'air — fournir une puissance utile de 300 kw pour une section de gorge de 1^{dm^2} correspondant à une section d'étude de $2^{dm^2},56$. Cela correspond (en admettant 0,6 comme rendement du groupe moteur-compresseur) à une puissance aux bornes de 500 kw.

MÉCANIQUE APPLIQUÉE. — *Sur l'équilibrage mécanique des masses tournantes.* Note de M. L. **Couffignal**, présentée par M. d'Ocagne.

De nombreuses méthodes d'équilibrage mécanique d'une masse tournante (ou rotor) sont fondées sur la mesure de grandeurs attachées à certains mouvements vibratoires du rotor alourdi de *surcharges* connues. L'étude de ces méthodes nous a conduit aux résultats suivants, dont la justification détaillée dépasserait le cadre de cette Note.

I. *Équilibrage statique.* — On peut déduire la position et la masse du balourd statique de la mesure de l'*amplitude* des vibrations pendulaires du rotor sous l'action du balourd et d'une surcharge.

La vitesse de rotation restant faible, le frottement est négligeable ou de moment constant pour l'axe de rotation :

a. Frottement négligeable : deux mesures suffisent à déterminer le balourd.

b. Frottement non négligeable : quatre mesures suffisent à déterminer le balourd.

II. *Équilibrage dynamique.* — On peut déduire la position et la masse du balourd dynamique d'un rotor équilibré statiquement, de la mesure de la *différence de phase* entre la vibration d'un vibrateur lié à un palier et la position de la surcharge. Deux cas doivent être distingués, suivant la valeur de la vitesse angulaire ω de rotation du rotor à l'instant de la mesure :

a. ω est la *vitesse de résonance* du vibrateur : *deux* mesures suffisent à déterminer le balourd;

b. ω est une *vitesse quelconque* : *trois* mesures suffisent à déterminer le balourd.

III. *Calculs.* — Dans tous les cas :

a. le calcul se réduit à une *construction graphique très simple*, n'exigeant que règle, équerre et rapporteur;

b. cette construction détermine simultanément le balourd inconnu, et une *marge du balourd restant* après compensation de ce balourd (par addition du balourd opposé, ou enlèvement de matière).

IV. *Équilibrage complet. Précision de la méthode.* — Dans tous les cas :

a. Après une première détermination du balourd, *on peut*, au moyen d'abaques appropriés, *déterminer la position et le poids des surcharges de manière qu'une nouvelle et unique détermination du balourd épuise la sensibilité des appareils de mesure.*

Le balourd peut donc être déterminé avec le maximum de précision possible en 12 ou 14 mesures, comportant :

8 *mesures d'amplitude de vibrations pendulaires* du rotor;

4 ou 6 *mesures de différences de phase*, suivant que l'on opère à la vitesse de résonance ou à une vitesse quelconque. Ce dernier groupe de mesures, seul, exige le lancement du rotor à grande vitesse.

b. Le *balourd restant* est alors inférieur à $\sqrt{2}\mu$.R, où μ désigne la marge de mesure des angles (amplitudes ou différences de phase) et R le plus petit balourd capable d'influencer les appareils de mesure.

Pour l'équilibrage statique, qui est le moins précis, la méthode permet de ramener le centre de gravité du rotor à $0^{mm},01$ de l'axe de rotation, en admettant pour paramètre de résistance au roulement de l'acier sur l'acier $0^{cm},006$, et pour marge de mesure des angles $2°50'$.

V. *Équilibrage direct.* — Le rotor étant assimilé à l'ensemble d'un solide de révolution et de deux balourds excentrés, on peut déduire ces deux balourds de la mesure des *différences de phase* entre la vibration de chacun des paliers et d'une surcharge placée en des points appropriés du rotor :

a. *huit* mesures de différences de phase suffisent à déterminer le balourd. Ces mesures n'exigent que *quatre lancements* du rotor à grande vitesse ;

b. les calculs se réduisent à la résolution d'un système de deux équations linéaires à deux inconnues en nombres complexes. Nous avons pu ramener cette résolution à une construction graphique très simple, n'exigeant que la règle et l'équerre.

c. la *précision de la méthode* est comparable à celle que l'on obtient dans l'équilibrage dynamique. Elle est fonction de la sensibilité des appareils de mesure.

VI. *Appareils de mesure*. — En vue d'accroître cette sensibilité et d'accélérer les manipulations, nous avons établi le projet d'appareils de mesure spéciaux, qui présentent les caractères généraux susvants :

a. les mesures s'effectuent par méthode du tout ou rien, avec conservation des lectures : quand les appareils ont atteint la position où ils font apparaître la différence de phase à mesurer, ils conservent cette position et déclenchent un signal (optique, acoustique, électrique);

b. pour une sensibilité moyenne, ces appareils n'exigent pas le montage du rotor sur paliers vibrants ou plateau oscillant, et peuvent être réalisés sous une forme peu encombrante et transportable.

AÉRODYNAMIQUE EXPÉRIMENTALE. — *Sur un anémomètre peu sensible aux changements de direction du vent*. Note de M. **A. Martinot-Lagarde**, présentée par M. Ch. Maurain.

Au sujet des recherches entreprises pour le Service des Recherches de l'Aéronautique, sur le vent naturel, il m'a été demandé de faire construire un anémomètre peu sensible à l'orientation, en principe un anémomètre de Dines : j'ai réalisé un appareil analogue, utilisable seulement dans un secteur de 90°, mais plus simple.

L'anémomètre de Dines comporte deux prises de pression : l'une est formée par un tube circulaire, d'axe vertical, et percé de plusieurs couronnes de trous; la pression mesurée est indépendante de l'azimut du vent et très peu sensible aux variations de son inclinaison; j'ai conservé cette prise de pression.

L'autre prise est un tube ordinaire de pression totale, fixé à une girouette d'axe vertical; l'étalonnage est fait avec une légère fuite au palier de cette girouette. Craignant que la diminution du coefficient de l'appareil, due à

une fuite, ne reste pas constante, et qu'une girouette n'oscille suivant une loi très différente de celle des oscillations du vent, j'ai fait exécuter une prise sans partie mobile ; la pression transmise, voisine de la pression totale, est constante à moins de 0,5 pour 100 près de la pression dynamique q, lorsque l'angle du vent avec l'axe de la prise varie de 0° à 45° ; pour 50°, l'erreur est de 7 pour 100. Le vent peut donc tourner dans un secteur de 90° sans que l'indication de l'appareil cesse d'être pratiquement correcte.

H. Peters indique (¹), pour diminuer l'influence de l'orientation sur une prise de pression totale, le dispositif consistant à la mettre au col d'un venturi. Avec un premier venturi ayant ses sections d'entrée et de sortie égales, j'avais une erreur de 0,029 dès que l'angle du vent et de l'axe du tube était de 25°. J'ai cherché à augmenter le débit à travers l'appareil : le résultat énoncé plus haut a été obtenu avec un deuxième venturi, de section de sortie 1,5 fois la section d'entrée, et un tube intérieur de diamètre extérieur relativement plus petit, soit le tiers du diamètre du col.

Coefficient de l'appareil. — Giblett et ses collaborateurs (²), en particulier, ont employé l'anémomètre de Dines et en même temps son manomètre à cloche, qui comporte aussi une fuite ; selon le mode de réalisation, ils ont obtenu, comme différence de pression : $p = 1{,}39$ ou $1{,}49\,q$. Mon appareil a un coefficient un peu différent puisqu'il ne comporte pas de fuites, soit 1,52, nombre déterminé dans le domaine de vitesses de 7 à 22 m/s sur un venturi de diamètre au col 12mm.

Le complément nécessaire de cet appareil est une girouette donnant l'inclinaison et l'azimut du vent. Au lieu d'employer des banderoles, que les petites rafales déforment, j'ai fait exécuter des manches, en étoffe, dont l'entrée est maintenue ouverte par un anneau : leur ligne médiane reste sensiblement rectiligne. De plus, si les manches sont en mousseline de soie, leur axe fait avec la direction du vent un angle inférieur à 2° dès que sa vitesse atteint 5 m/s. Malgré la ténuité de cette étoffe, son contraste avec le ciel est suffisant pour qu'on puisse photographier les manches.

(¹) *Handbuch der Experimentalphysik*, IV-1, *Druckmessung*, Leipzig, 1931, p. 499.

(²) *Meteorological Office*, Geophysical Memoirs, n° 54, London, 1932, p. 26.

ASTRONOMIE. — *Occultations d'étoiles par la Lune, observées à Strasbourg de 1925 à 1932. Réductions et discussion.* Note de M. **V. Grouitch**, présentée par M. Ernest Esclangon.

La présente Note résume les résultats d'un travail d'ensemble que nous avons effectué sur les occultations d'étoiles par la Lune, observées à Strasbourg de 1925 à 1932. Ces observations ont été faites pour la plupart au réfracteur de 49^{cm} par M. Danjon. Vu l'homogénéité de ce matériel d'observation nous nous sommes efforcé de baser la réduction sur des données aussi précises que possible. A cet effet, nous avons calculé avec soin les positions des étoiles occultées à l'aide des catalogues photographiques, au sujet desquels nous faisons les remarques suivantes :

1° la précision des mesures des clichés est bonne. Elle est nettement meilleure pour les catalogues pour lesquels on a mesuré les clichés dans les deux orientations;

2° l'inexactitude des catalogues photographiques provient en majeure partie des étoiles de repère. On améliorerait donc de beaucoup la précision des catalogues si l'on faisait à nouveau les calculs des constantes des clichés à l'aide des catalogues méridiens récents;

3° pour le catalogue d'Oxford nous avons trouvé une anomalie concernant les ascensions droites provenant probablement des constantes des clichés. Cette anomalie nous paraît être fonction de l'ascension droite.

Pour chaque étoile nous avons calculé deux positions dont la moyenne est d'une précision satisfaisante; ensuite, nous avons déterminé les mouvements propres pour un grand nombre d'étoiles.

La réduction des occultations nous a donné les résultats suivants :

a. La correction des Tables lunaires de Brown pour les années auxquelles se rapportent les observations est la suivante :

E.	$\delta\lambda$.	$-\delta\beta$.
1925,2	$-7',93 \pm 0'',14$	$+0'',20$
1926,3	$7,32 \pm 0,13$	$-0,11$
1927,4	$6,87 \pm 0,12$	$+0,05$
1928,2	$6,74 \pm 0,08$	$+0,73$
1929,1	$6,45 \pm 0,18$	$0,63$
1930,4	$5,70 \pm 0,07$	$-0,45$
1931,3	$5,36 \pm 0,11$	$0,04$
1932,2	$5,17 \pm 0,07$	$+0,06$

La correction de la latitude de la Lune, $-\delta\beta$, reste toujours très petite

et ne présente aucun caractère systématique. La correction de la longitude, $\delta\lambda$, présente une marche linéaire que l'on peut exprimer par l'équation suivante :

$$\delta\lambda + 0,394t = 7'',922,$$

t est compté de 1925,0 jusqu'à 1930,0. Cette marche montre que pendant la durée des observations il n'y a pas eu de variations de la vitesse de rotation de la Terre.

b. L'inégalité parallactique est

$$P = -125'',113 \pm 0'',110.$$

La correction de l'inégalité parallactique ΔP, est calculée à l'aide de la formule suivante :

$$n + mt + \Delta P \sin(☾ - \odot) = \delta\lambda,$$

où n et m sont les constantes, t la date de la soirée d'observation exprimée en fraction d'année à partir de 1925,0 et $\delta\lambda$ la correction de la longitude de la Lune tirée des observations de cette soirée.

c. Cette valeur de l'inégalité donne, pour la parallaxe du Soleil,

$$\pi = 8'',8025 \pm 0'',0076.$$

Cette valeur est en plein accord avec celle obtenue par la méthode physique qui est de 8″,803 (H. S. Jones, *Monthly Notices*, 87, p. 528), valeur sans doute la plus précise. Cet accord montre que notre méthode de calcul de la correction de l'inégalité parallactique à l'aide des occultations est très précise. Elle l'aurait été encore davantage, si nous avions pu profiter des émersions observées au voisinage du dernier quartier. Il serait donc désirable d'observer les répartitions au bord obscur plus souvent qu'on ne le fait.

d. L'erreur probable d'une observation est

$$\varepsilon_p = \pm 0'',67.$$

Nous avons démontré sur des exemples que cette erreur diminue beaucoup si l'on tient compte des irrégularités du bord lunaire. Aussi, pour pouvoir tirer le maximum de profit des observations de la Lune, une étude détaillée du bord de notre satellite nous paraît indispensable.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la mesure des faibles flux lumineux au moyen de la cellule photoélectrique.* Note de M. **Emmanuel Gambetta.**

Il a été montré précédemment (¹) comment on peut régler le circuit cellule d'un montage photoélectrique destiné au contrôle d'un flux lumineux autour d'une valeur déterminée de celui-ci, en vue d'obtenir la sensibilité relative maximum. Cette sensibilité est définie comme le rapport à la variation relative du flux lumineux, soit de la variation correspondante du courant-plaque de la lampe électromètre couplée au circuit de la cellule (dans le cas d'une mesure directe de ce courant), soit de la variation correspondante de la tension aux bornes d'une résistance placée dans ce circuit-plaque (dans le cas d'une mesure après amplification supplémentaire).

Le circuit photoélectrique expérimenté comprend en série : la batterie d'accumulateurs, la cellule et, servant de résistance de couplage avec la lampe électromètre amplificatrice, l'espace filament-plaque d'une seconde lampe électromètre. Un conducteur isolé est donc constitué par la cathode de la cellule, la grille de l'électromètre-amplificateur et la grille normale de l'électromètre-résistance jouant ici le rôle de plaque; la plaque normale de cette lampe est utilisée comme grille; le chauffage de son filament peut être très finement réglé au moyen d'un rhéostat convenable et permet ainsi de réaliser une résistance variable dans de très larges limites.

Le réglage de l'ensemble s'effectue de la façon suivante : ayant déterminé au préalable le courant-plaque de l'électromètre-amplificateur pour une tension-plaque de 4 volts et un courant-grille nul, la résistance optimum à placer dans son circuit-plaque, si l'on désire coupler cette lampe à un amplificateur, et la caractéristique à flux constant de la cellule, on choisit la tension optimum à appliquer à la cellule et le rapport optimum des tensions aux bornes de la cellule et aux bornes de la résistance en série avec elle (ces choix résultent d'un calcul simple qui sera donné ailleurs). On détermine alors le point de la batterie à relier au filament de l'électromètre-amplificateur; il suffit enfin de régler soigneusement le chauffage de l'électromètre-résistance, la cellule étant exposée au flux à contrôler, jusqu'à ce que l'on retrouve le courant normal de l'électromètre-amplificateur.

(¹) E. Gambetta, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 906.

Autour d'un flux lumineux de 4.10^{-7} lumen, on a obtenu aisément une sensibilité aux variations du flux de 5.10^{-9} lumen par millimètre de déviation du galvanomètre placé dans le circuit-plaque de l'électromètre-amplificateur (galvanomètre shunté donnant seulement 4.10^{6} mm à 1^{m}/ampère), soit une sensibilité aux variations du courant de cellule de $2{,}5.10^{-13}$ ampère/millimètre, ce qui correspond à une amplification en courant de 10^{6}. En faisant une compensation sur le galvanomètre, de manière à annuler sa déviation par le flux moyen, on atteint une sensibilité de 5.10^{-11} lumen/millimètre, soit $2{,}5.10^{-15}$ ampère/millimètre. Le dispositif étudié présente l'avantage d'une très grande stabilité permettant d'utiliser toute la sensibilité annoncée; il est d'une très grande souplesse de réglage selon les flux à contrôler puisqu'il peut s'appliquer sans modification dans des limites de flux très étendues : de 10^{-9} à 10 lumens.

La sensibilité a pu être poussée plus loin encore : par seule variation du chauffage de l'électromètre-résistance, on a pu, autour d'un flux 100 fois plus petit que le précédent, atteindre une sensibilité aux variations du flux de 10^{-10} lumen/millimètre avec le galvanomètre shunté et 10^{-12} avec le galvanomètre compensé, soit une sensibilité aux variations du courant photoélectrique de 5.10^{-15} et 5.10^{-17} ampère/millimètre, c'est-à-dire une amplification en courant de 50.10^{6}. On se trouve alors limité par la constante de temps du circuit-cellule qui, dans ces conditions, est de l'ordre de 10 à 12 secondes ([1]).

Trois grandeurs interviennent en effet dans la conduite des mesures : la valeur du flux lumineux à contrôler, la précision à rechercher dans sa mesure, et le temps pendant lequel cette mesure doit être effectuée pour ne pas être faussée à cause des modifications qui peuvent se produire dans le montage et dans tout le dispositif optique.

Le montage précédent a l'avantage de donner dans la mesure du flux lumineux une même sensibilité relative d'environ 1 à 2.10^{-4} quel que soit ce flux dans les limites précédemment indiquées; si cette sensibilité est insuffisante on peut facilement coupler l'électromètre à un amplificateur : la connaissance de la variation de tension présentée aux bornes de la résistance placée dans le circuit-plaque de l'électromètre (par exemple : $2{,}5.10^{7}$ volts/lumen autour du flux de 4.10^{-7} lumen ou 10^{9} autour de 4.10^{-9} lumen) permet de fixer les caractéristiques de cet amplificateur selon la sensibilité globale désirée.

([1]) Cette limitation n'existe plus si l'on mesure un flux que l'on sait être constant.

La période de mesure détermine la constante de temps maximum du circuit-cellule puisque le courant de cellule ne suit les variations du flux que si cette constante de temps est suffisamment petite devant la période de ces variations. Il en résulte que, si l'on doit opérer avec des constantes de temps très faibles, il faut consentir à une perte sur la sensibilité du montage pour les très petits flux, et, pour pouvoir surveiller ceux-ci avec la même précision, il faut restituer la sensibilité par une amplification supplémentaire. Encore est-il nécessaire pour que l'avantage de cette amplification ne soit pas illusoire, que l'on puisse surveiller avec sensibilité l'annulation du courant alternatif dans la lampe de sortie de cet amplificateur.

En résumé, on peut jouer à la fois, selon les cas, sur la sensibilité et sur la constante de temps; l'ensemble du montage photoélectrique décrit précédemment et d'un amplificateur apériodique couplé à lui semble donc devoir permettre de surveiller avec grande précision et à la fréquence que l'on désire la constance de flux lumineux très petits.

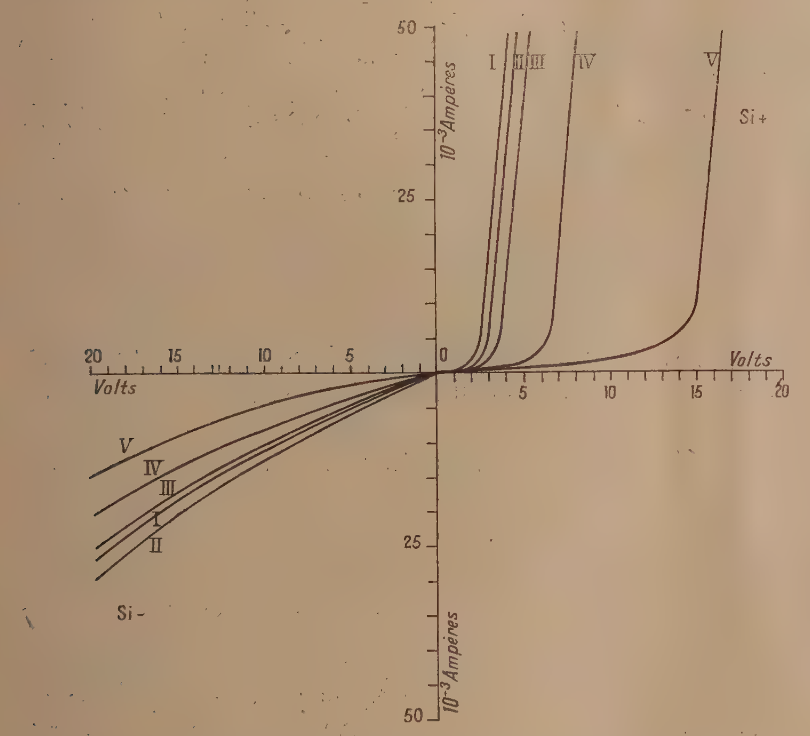
On peut obtenir des accroissements notables de sensibilité par rapport aux résultats actuels par un réglage plus soigné de la tension aux bornes de la cellule et du rapport des tensions aux bornes de la cellule et aux bornes de la résistance, mais aussi par l'emploi de cellules de caractéristiques plus favorables et mieux isolées, telles que les cellules à vide de grande sensibilité.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur l'influence de l'eau dans certains contacts rectifiants.* Note (¹) de MM. **René Audubert** et **Jean Roulleau**, présentée par M. Perrin.

On constitue des contacts doués de propriétés redressantes en associant deux conducteurs de natures différentes séparés par une couche de barrage solide, liquide ou gazeuse. Beaucoup de sels métalliques, soit à l'état pulvérulent, soit à l'état aggloméré, au contact d'électrodes métalliques telles que le magnésium, l'aluminium sur lesquelles il est facile de former par oxydation des couches de barrage, donnent lieu à des effets rectifiants généralement notables. Le silicium pur, à la surface duquel il est aussi aisé de former un film de silice fonctionnant comme couche de barrage, présente

(¹) Séance du 15 janvier 1934.

des phénomènes analogues ; on savait déjà ([1]) qu'associé au charbon ou au graphite il donne un couple redresseur à travers lequel le courant passe plus facilement lorsque le silicium est positif. C'est le contraire que l'on observe si l'on constitue, comme l'un de nous l'a montré ([2]), une soupape électrolytique avec une électrode de silicium ; dans ce cas, par polarisation anodique, celle-ci se recouvre d'une pellicule de silice ayant occlus de l'oxygène formant une couche à haute résistance et s'opposant au passage du courant.



Caractéristiques $e = f(i)$, sur un couple : $Si/SiO^2/PbO^2/C$.
I, avant dessiccation; II, après 15 minutes sous vide à 100°; III, après 1 heure sous vide à 100°; IV, après 2 heures sous vide à 100°; V, après 24 heures sous vide à 100°.

Si l'on intercale entre deux électrodes de silicium pur oxydées superficiellement et une lame de charbon une couche d'un des sels métalliques

([1]) R. Audubert et M. Quintin, *Comptes rendus*, **187**, 1928, p. 972; Dubar, *Ibid.*, **185**, 1927, p. 1023.
([2]) R. Audubert, *Comptes rendus*, **185**, 1927, p. 768.

suivants : PbO^2, CuI, $Fe^2O^3 + CuI$, Ag^2S, MnO^2, PbS, on constitue des contacts rectifiants présentant des effets complexes; lorsque la tension aux bornes du contact est faible, la conductibilité est la plus grande quand le silicium est positif; pour les tensions élevées, au contraire, le courant passe plus facilement quand le silicium est négatif. Ce phénomène d'inversion du pouvoir rectifiant peut être interprété par l'existence de deux effets de signe opposé, l'un localisé à la surface du silicium, l'autre au voisinage de l'électrode de charbon.

L'expérience montre que l'effet imputable à la couche d'arrêt du silicium est constitué par un processus électronique auquel vient se superposer un effet électrolytique rendu possible par de faibles quantités d'eau présentes dans la poudre de sel métallique. En effet, si l'on soumet les couples considérés à une dessiccation prolongée, on constate une modification des propriétés de redressement. La tension pour laquelle l'inversion se produit qui est comprise entre 0,5 et 2 volts suivant la nature du sel lorsque celui-ci contient de l'humidité atmosphérique s'élève beaucoup à mesure que la dessiccation se poursuit; c'est ainsi, par exemple, qu'elle atteint 12 volts pour le couple $Si/SiO^2/PbO^2/C$ lorsque celui-ci est laissé 24 heures à 100° sous un vide de 1/10 de millimètre de mercure. Quand le contact a été desséché il faut donc atteindre des tensions plus élevées pour observer que le courant passe plus facilement quand le silicium est négatif, ce qui correspond bien à la disparition de l'effet électrolytique à la surface du silicium.

On peut suivre la marche du phénomène en déterminant la caractéristique courbe $i = f(e)$ au cours de la dessiccation. La figure ci-dessus montre les résultats obtenus avec le couple $Si/SiO^2/PbO^2/C$.

Ces résultats expliquent le fait que ces redresseurs subissent, au cours de leur fonctionnement, une augmentation de leur résistance interne que l'on est ainsi amené à interpréter comme principalement causée par l'évaporation de l'eau.

En effet, un redresseur retrouve ses caractéristiques initiales de fonctionnement soit par repos prolongé à l'air libre, soit par addition des traces d'eau; enfin la dessiccation en l'absence de tout fonctionnement permanent s'accompagne d'augmentation de la résistance interne.

En résumé, dans les effets rectifiants que l'on observe avec les contacts contenant des poudres de sels métalliques, peuvent intervenir des effets de soupape électrolytique dus à de l'eau retenue ou adsorbée par ces poudres.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur le rôle de la couche de barrage dans le redressement par contact imparfait.* Note [1] de M. **Quintin**, présentée par M. Jean Perrin.

On peut admettre que, lorsque deux métaux A et B constituent un contact imparfait, le passage sous l'influence d'un champ électrique d'un électron d'un atome A à un atome B à travers la limite de séparation se fait sans seuil d'énergie du fait de l'interprétation des atmosphères électroniques des deux électrodes. Dans le cas d'un contact imparfait, la conductibilité unilatérale est due à l'existence entre les deux atmosphères électroniques d'une pellicule diélectrique fonctionnant comme couche de barrage; sous l'influence du champ électrique créé, le flux électronique traversant ce film sera différent suivant la polarité des électrodes, le travail de sortie des électrons d'un métal étant lié à la nature de celui-ci.

Plusieurs auteurs [2] ont pensé montrer que cette couche de barrage doit avoir, pour que le phénomène ait lieu, une épaisseur inférieure à 10^{-5} cm. Les expériences ont été généralement faites avec deux électrodes de courbures différentes, l'une étant déplacée de quantités mesurées par rapport à l'autre maintenue fixe. On obtient ainsi des effets très instables qui correspondent le plus souvent à des décharges brusques dues à des trains d'étincelles éclatant entre les armatures du contact.

Dans une série d'essais j'ai pu obtenir des dissymétries de conductibilité notables et très stables en intercalant entre deux électrodes planes de nature différente (qui, mises en contact, obéissent à la loi d'ohm), des pellicules isolantes : liquides, solides ou gazeuses, d'épaisseur très supérieure à 10^{-5} cm.

Les expériences ont porté plus particulièrement sur des couples dont l'un des éléments était constitué par du silicium. On sait, en effet, que le silicium revêtu d'une couche isolante de silice donne, associé à différents conducteurs, charbon en particulier [3], des effets redresseurs importants

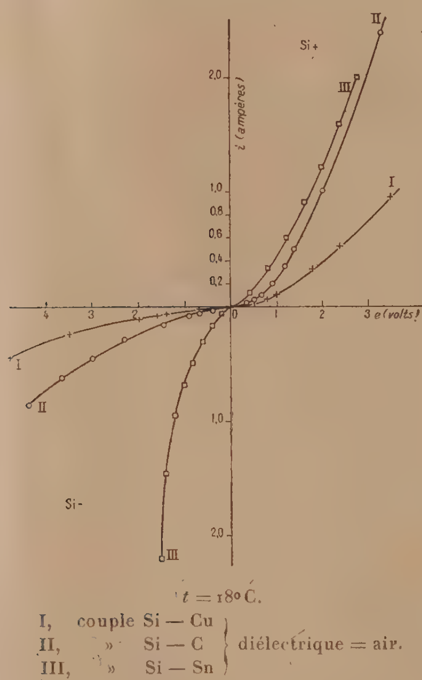
---

(1) Séance du 15 janvier 1934.

(2) H. Rohmann, *Phys. Z.*, 21, 1920, p. 417; H. Pelabon, *Comptes rendus*, 181, 1925, p. 776; 182, 1926, p. 124 et 449; *L'Onde électrique*, 6, 1927, p. 401; I. Slepian, 52e *Congrès Am. Electroch. Soc.*, 4-21 sept. 1927, p. 1; W. Jusé, *Nature*, 132, 1933, p. 242.

(3) Dubar, *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 1023; F. W. Kallmaaer, *Ann. Physik*, 86, 1928, p. 547.

et que l'existence de la pellicule de silice est essentielle (¹). Une plaque de silicium poli en contact avec une électrode de graphite ne présente aucune dissymétrie, mais si l'on sépare l'une de l'autre ces deux électrodes par une lamelle de mica percée en son centre, le phénomène de redressement apparaît pour des épaisseurs de la lame gazeuse emprisonnée allant de 10^{-3} à 10^{-5} cm. Les deux électrodes avaient des surfaces parfaitement planes et



$t = 18°$ C.

I, couple Si — Cu } diélectrique = air.
II, » Si — C
III, » Si — Sn

Pour la courbe III, diviser les valeurs lues en abscisses par 2, celles lues en ordonnées par 40.

la lamelle de mica dépassait largement les bords de celles-ci; l'ensemble placé entre deux armatures métalliques épaisses, donc indéformables, sur lesquelles une pression uniforme (quelques kilogrammes par centimètre carré) était exercée, donnait des effets extrêmement stables et reproductibles. Ceux-ci étaient mis en évidence par l'étude de la caractéristique $i = f(e)$ en courant continu, où i représente l'intensité et e la chute de tension à travers le contact; et par la détermination du pouvoir redresseur I_m/I_{eff} en courant alternatif, I_m désignant l'intensité moyenne et

(¹) R. Audubert et M. Quintin, *Comptes rendus*, 187, 1928, p. 972.

I_{eff} l'intensité efficace. La courbe II ci-contre choisie entre beaucoup d'autres analogues montre l'ordre de grandeur de la dissymétrie obtenue, le rapport I_m/I_{eff} atteignant sous une phase 40 pour 100.

On obtient des résultats identiques si l'on substitue à la couche gazeuse des pellicules diélectriques solides ou liquides (résines, huiles, soufre, cellulose, paraffine, etc.) d'épaisseurs analogues.

Les phénomènes sont analogues si l'on remplace l'électrode de charbon par une lame polie de cuivre, d'étain ou de cadmium. Mais, alors que pour les deux couples très stables Si-C et Si-Cu le courant passe plus facilement lorsque le silicium est positif, c'est l'inverse qui se produit pour les couples, d'ailleurs beaucoup moins stables, Si-Sn et Si-Cd, qui semblent fonctionner par trains d'étincelles comme ceux de Pélabon. Résultat qui montre que le sens du passage du courant dans un couple redresseur n'est pas essentiellement lié à la différence de conductibilité des deux électrodes. Le silicium étant, en effet, dans tous ces couples le corps le moins conducteur.

En résumé, les expériences précédentes montrent que l'on peut faire apparaître des phénomènes de redressement en séparant des conducteurs de nature différente par une couche de barrage d'épaisseur supérieure à 10^{-5} cm.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur les différents genres possibles d'oscillations électriques.* Note de M. J. **Mercier**, présentée par M. A. Cotton.

Suivant les conditions de fonctionnement, un oscillateur à lampes à trois électrodes peut être le siège d'oscillations très diverses. Nous décrirons notamment celles que l'on peut obtenir avec un oscillateur ordinaire à circuit oscillateur intercalé dans le circuit de plaque et bobine de réaction dans le circuit de grille. Pour simplifier, nous supposerons que le courant de plaque j_0, qui correspond aux tensions *statiques* u_0 et v_0 de la grille et de la plaque, est sensiblement égal à la moitié du courant de saturation.

Avec des notations évidentes, le coefficient d'amortissement des oscillations et leur pulsation ont pour expressions

$$\alpha = \frac{R_a}{2L} \quad \text{et} \quad \omega^2 = \frac{1}{LC} - \frac{R_a^2}{4L^2},$$

R_a la résistance apparente du circuit a, pour valeur instantanée,

$$R_a = R + \frac{L + kM}{C\rho} \quad \text{ou} \quad \left(R + \frac{L}{Cr}\right) \quad \text{ou encore} \quad \left(R + \frac{Lp}{C}\right).$$

r peut être considérée comme une résistance appliquée en dérivation sur le circuit et p est la pente de la caractéristique *dynamique* qui donne en régime variable le courant de plaque en fonction de sa tension.

Cette caractéristique possède une tangente d'inflexion à pente négative avec laquelle elle peut être confondue sur un assez grand parcours. Elle est limitée et prolongée par deux droites horizontales, la droite de saturation et la droite de courant nul, auxquelles elle se raccorde par deux portions coudées.

1. *Oscillations élémentaires.* — Si le couplage est faible, le *point de fonctionnement* reste toujours dans la *région rectiligne* des caractéristiques et les oscillations sont presque parfaitement sinusoïdales, même celles du courant de plaque. L'amplitude est relativement faible et croît avec le couplage.

La résistance apparente oscille entre une faible valeur négative R′ et une valeur positive inférieure à R, la résistance primitive du circuit. La fréquence est donc supérieure à la fréquence des oscillations propres du circuit.

2. *Oscillations de saturation.* — Si le couplage est plus serré, la valeur négative de R′ croît. Le point de fonctionnement peut atteindre les droites de saturation et de courant nul; il y a alors saturation effective de l'organe d'entretien qui est ici la lampe. ρ est infini, r aussi et le circuit se trouve comme abandonné à lui-même. Le courant de plaque est représenté par une sinusoïde amplifiée ($\alpha_a < 0$), mais tronquée haut et bas, tandis que les autres grandeurs restent sensiblement sinusoïdales, le circuit ne jouant vraiment le rôle de *bouchon* que pour le fondamental. La fréquence reste légèrement supérieure à la fréquence propre du circuit,

3. *Oscillations de choc.* — Le temps pendant lequel la résistance est différente de R diminue si le couplage continue à croître et la fréquence se rapproche de celle du circuit. La période instantanée qui correspond à R′ croît en même temps qu'elle. Il arrive même que R′ puisse dépasser la *résistance critique* du circuit, celle pour laquelle le circuit devient apériodique; la pulsation est alors imaginaire. Mais cela ne change rien à l'allure des phénomènes; la saturation est simplement atteinte plus rapidement et tout se passe alors comme si le circuit recevait toutes les demi-périodes *un choc brusque* juste au moment où la tension aux bornes du condensateur est nulle, condition indispensable pour que la période soit *exactement* celle du circuit oscillant.

4. *Oscillations de freinage.* — Dans ce qui précède, nous avons implicite-

ment supposé que le courant de grille était nul, ce qui a lieu si la tension u_0 est suffisamment négative.

Cependant, si l'amplitude devient de plus en plus grande, le courant de grille finit par apparaître. La caractéristique n'est plus symétrique, et pour les tensions de plaques faibles et décroissantes elle comporte une partie plongeante à pente de plus en plus positive. La résistance apparente augmente et il se produit comme un *auto-freinage*.

C'est comme si l'on avait couplé au circuit oscillant un circuit apériodique peu amorti ($p > 0$) et qui le shunte fortement. La fréquence instantanée diminue et la période d'ensemble devient supérieure à celle du circuit oscillant.

5. *Oscillations de relaxation.* — Enfin, si le courant de grille devient très intense, la résistance apparente arrive au cours du freinage à dépasser la résistance critique du circuit. La fin de charge du condensateur et le début de sa décharge deviennent apériodiques. D'où le nom d'oscillations de relaxation donné aux oscillations obtenues. La période d'ensemble devient alors beaucoup plus longue que la période propre du circuit.

Naturellement les oscillations généralement obtenues sont d'un genre mixte. D'ailleurs toutes sont en quelque sorte des oscillations de freinage, quoiqu'en l'absence de courant de grille Ra ne devienne jamais inférieure à R, la résistance propre du circuit. Les dernières, d'autre part, sont de saturation quoiqu'on puisse les obtenir sans que le courant de saturation soit atteint.

Enfin, l'apériodicité à l'amorçage n'entraîne pas forcément l'apériodicité en fin de charge du condensateur. Des oscillations peuvent être de choc sans être de relaxation et inversement. Elles peuvent évidemment aussi être les deux à la fois.

Il est d'ailleurs possible d'obtenir des oscillations de *relaxation plus pures*, en partant d'un circuit initialement apériodique.

ÉLECTRICITÉ. — *Influence de conducteurs isolés sur la décharge couronne.* Note de M. **M. Pauthenier** et Mme **M. Moreau-Hanot**, présentée par M. A. Cotton.

Il est évident que la présence dans un champ ionisé de porteurs de charges fixes ou peu mobiles a pour effet de s'opposer à la circulation des ions de même signe et diminue par conséquent, à potentiel constant,

l'intensité de la décharge couronne; en fait on a observé [1] la diminution du courant causée par des poussières chargées.

Nous nous sommes proposé d'étudier quantitativement ce phénomène, d'*abord* dans le cas de conducteurs fixes isolés, d'un système de fils métalliques parallèles, par exemple.

1. *Charge limite des fils.* — Considérons le champ ionisé qui règne entre un cylindre relié à la terre et un fil fin axial porté à haute tension négative et soient à l'intérieur du cylindre n fils métalliques isolés, parallèles, équidistants, disposés sur une surface cylindrique de même axe et de rayon r_1.

On peut appliquer à l'un des fils, supposé indéfini, un raisonnement analogue à celui que nous avons employé [2] pour calculer la charge limite de petites sphères conductrices. On montre alors, en désignant par a son rayon et par E le champ avoisinant, que sa charge limite par unité de longueur est

$$Q_1 = Ea.$$

On passe ensuite au cas des n fils définis plus haut en remarquant que le champ E est alors la somme du champ E_0 qui existerait en l'absence de toute cage métallique et du champ dû à la présence des $(n-1)$ autres fils chargés; en raison de la symétrie du système, le calcul donne pour ce dernier champ la valeur simple $(n-1)Q_1/r_1$, de sorte que l'on a finalement, pour expression de la charge portée par l'unité de longueur de chacun des fils,

$$Q_1 = \left[E_0 + \frac{(n-1)Q_1}{r_1}\right]a \quad \text{ou} \quad Q_1 = \frac{E_0 a r_1}{r_1 - (n-1)a}.$$

2. *Modification du champ par les fils chargés.* — Soit V_m le potentiel qu'il faut appliquer au fil axial en l'absence de la cage pour produire le courant unitaire i, le champ en tout point d'abscisse radiale r étant alors donné par la relation

$$E = \sqrt{\frac{C^2}{r^2} + \frac{2i}{k}}.$$

Avec la cage, il faut pour maintenir le courant i augmenter la tension V_m d'une quantité ΔV_m que nous allons calculer.

Nous supposerons n assez grand pour que le champ créé par l'ensemble des fils de la cage soit nul en tout point intérieur et assimilable en tout

(1) M. SHIBUSAWA et S. FUKUDA, *Cong. int. El. Paris*, 1932, n° 13-C-2.

(2) *J. de Phys.*, 3, 1932, p. 590-613.

point extérieur à celui d'une couche cylindrique uniforme; nous avons vérifié d'ailleurs que cette condition est pratiquement réalisée pour $n=12$.

Dans ces conditions, rien n'est changé dans l'espace intérieur; dans l'espace extérieur, l'équation de Poisson garde la même forme, seule la constante d'intégration est modifiée. On déterminera sa nouvelle valeur C' par la condition que la discontinuité du champ au niveau $r=r_1$ est $2nQ_1/r_1$, d'où

$$\sqrt{\frac{C'^2}{r_1^2}+\frac{2i}{k}}=\sqrt{\frac{C^2}{r_1^2}+\frac{2i}{k}}\left[1+\frac{2na}{r_1-(n-1)a}\right].$$

C' étant défini par cette relation, on détermine pour chaque cas particulier la différence ΔV_m en se servant de la fonction $F(r)$ définie dans des recherches antérieures (¹).

3. *Contrôle expérimental.* — Nous avons fait diverses mesures dans un cylindre de rayon $R=10^{cm},3$, le diamètre du fil axial étant 0,3 puis $0^{mm},1$; les données relatives à la cage sont $r_1=3^{cm},5$, $2a=0^{cm},13$, $n=12$.

Voici en particulier les résultats de quelques expériences; l'accord est aussi satisfaisant que le permettent les difficultés expérimentales :

1....	$i=3,0\mu A$	ΔV_m mes. $=2,4$ KV	ΔV_m calc. $=2,7$ KV
	$i=1,9$	2,0	1,9
2....	$i=1,4\mu A$	ΔV_m mes. $=1,9$ KV	ΔV_m calc. $=2,0$ KV
	$i=2,8$	2,6	2,5

Remarque. — Si, pour des raisons accidentelles, l'émission localisée dans certaines aigrettes prend une importance exagérée, la charge des fils, et comme conséquence ΔV_m, ne peuvent être que nettement supérieurs à leur valeur calculée. C'est ce qui explique certains cas exceptionnels que nous avons eu l'occasion d'observer.

IONISATION DES GAZ. — *Sur la propagation de l'énergie dans les tubes à gaz ionisés.* Note de M. **Th. V. Ionescu**, présentée par M. A. Cotton.

Dans une Note antérieure (²) j'ai montré qu'on pouvait calculer la vitesse de propagation de l'énergie dans les tubes à gaz ionisés à l'aide de la formule

(¹) M. Pauthenier et P. Mallard, *Comptes rendus*, **186**, 1929, p. 635.

(²) *Comptes rendus*, **192**, 1931, p. 928. Dans cette Note j'ai calculé la vitesse U en admettant l'hypothèse *a*, pour un tube à section carrée de côté égal à l'unité, comme on le verra ailleurs.

classique $U = (LC)^{-\frac{1}{2}}$, dans laquelle L représente la self, et C la capacité par unité de longueur du tube; L et C doivent être calculées d'une autre manière que dans les fils métalliques. Si les électrons se déplacent sur la direction x, on a pour le volume xyz, $\mathcal{L} = x/yz\, m/\mathrm{N}e^2$; pour un tube à section circulaire de rayon R, on a

$$L = \frac{m}{\pi R^2 N e^2}.$$

Pour calculer la capacité d'un tube à section circulaire, j'ai admis deux hypothèses :

a. La quantité d'électricité qui apparaît dans une portion donnée du tube à gaz ionisé se répand à la surface du volume occupé pour le gaz et dans ce cas C*e* représente la capacité par unité de longueur; elle a la même valeur que celle d'un tube métallique de mêmes dimensions.

b. La distribution de l'électricité se fait dans toute la section du tube avec une densité $\rho = f(R)$. S'il en est ainsi, il faut considérer encore la capacité C_i. La capacité C se compose des capacités C_e et C_i mises en série.

En admettant $\rho = f(R) \sim$ const., on trouve $C_i = 1$ et la vitesse de propagation dans un tube de longueur l est

$$U = \sqrt{\frac{\pi R^2 N e^2}{m}\left(1 + 2\log\frac{2l}{R}\right)}.$$

Lorsque dans le tube apparaissent des fuseaux lumineux, on a

$$\frac{\lambda_l}{2} = \frac{1}{2}\frac{U}{\nu_0} = \frac{1}{2}\frac{\nu}{\nu_0}\pi R\sqrt{1 + 2\log\frac{2l}{R}},$$

où $\nu = \sqrt{Nl^2/\pi m}$ est la fréquence propre du gaz ionisé et ν_0 la fréquence de l'oscillateur.

Dans le cas d'un tube métallique, pour $\rho \sim$ const., la vitesse de propagation dans le gaz ionisé est

$$U = \sqrt{\frac{\pi R^2 N l^2}{m}} = \pi R\nu.$$

Voici quelques expériences qui semblent justifier mon point de vue :

1. Nous approchons un tube de verre bien vidé, long de 35^{cm} et de diamètre 4^{cm}, d'un oscillateur Mesny (tension de plaque 500 volts, lampes T. M. B; $\lambda = 4{,}5^{\text{m}}$). Dans le tube pénètrent deux fils en platine de 1^{cm} de longueur à 6^{mm} de distance l'un de

l'autre. Les fils sont placés dans le circuit d'une batterie de 4 volts et d'un galvanomètre; la déviation de ce dernier indique l'intensité d'ionisation.

En faisant chauffer légèrement les lampes, dans le tube apparaissent cinq fuseaux lumineux. Si l'on approche une plaque métallique parallèlement à l'axe du tube, la capacité du tube augmente et le nombre des fuseaux lumineux s'accroît; ceci prouve que la vitesse a diminué. Dans ce cas le galvanomètre indique une faible augmentation d'ionisation. On observe les mêmes changements si l'on introduit le tube en verre dans un manchon en toile métallique.

Pour des chauffages plus intenses on voit apparaître dans le tube trois fuseaux lumineux et le galvanomètre indique 11^{cm} de déviation. En chauffant plus fortement encore, les fuseaux disparaissent brusquement, et dans le tube on voit une faible lumière; le galvanomètre indique 4^{cm} de déviation. En continuant à augmenter le chauffage, apparaissent deux fuseaux brillants et le galvanomètre indique 17^{cm} de déviation. Au moment où dans le tube on voit trois fuseaux lumineux, on laisse le même chauffage et l'on approche la plaque métallique : les fuseaux disparaissent. En rapprochant davantage la plaque apparaissent deux faisceaux lumineux. Il résulte de ceci que l'approchement de la plaque produit le même effet que l'augmentation du chauffage : c'est-à-dire une augmentation d'ionisation.

Pour expliquer la disparition des fuseaux lumineux pour un chauffage donné j'admettrai que la fréquence propre du gaz ionisé est la même que celle de l'oscillateur, c'est-à-dire que $\nu = \nu_0$. Dans ces conditions le calcul donne $\lambda_l/2 = 8^{cm},2$ tandis que $\lambda_l/2$ observé dans le tube est 11,5 environ.

2. Un tube long de 1^{m} et de diamètre 5^{cm} est approché du même oscillateur. On observe la formation des fuseaux lumineux dans le tube. Si l'on met une bande métallique autour de ce tube et vers son milieu, les fuseaux disparaissent et la colonne lumineuse se raccourcit de 30^{cm}.

Si l'on admettait que les parois du tube s'aminciraient en tendant vers zéro, dans l'hypothèse où l'électricité se répandrait seulement à la surface du gaz ionisé C_e tend vers ∞; dans ces conditions la vitesse de propagation serait égale à zéro. L'énergie ne pourrait donc traverser cette portion du tube. Par contre si l'électricité se répandait dans toute la masse du gaz, $C = C_i$ et la vitesse reste plus grande que zéro; l'énergie peut traverser cette portion du tube.

En effet, j'ai essayé un tube formé de trois portions ayant chacune 14^{cm} de longueur et 4^{cm} de diamètre. Parmi ces portions, celle du milieu est métallique; elle est munie d'un trou couvert par une petite plaque en verre qui permet de voir à l'intérieur. Lorsqu'on approche le tube de l'oscillateur, la colonne lumineuse traverse la partie métallique même si elle est mise à la terre et dans les deux portions en verre on observe des ondes stationnaires.

3. Un tube en verre est composé de trois morceaux ayant chacun 13^{cm} de long et respectivement 4, 3 et 2^{cm} de diamètre. On approche de l'oscillateur soit un bout du tube, soit l'autre.

On observe un plus grand nombre de fuseaux lumineux dans la portion de 2^{cm} que dans les autres, ce qui prouve que la vitesse croît avec le diamètre du tube.

SPECTROSCOPIE. — *Spectre continu du néon.* Note de MM. **Ny Tsi-Zé** et **Voo Shueh-Ling**, présentée par M. Ch. Fabry.

La décharge dans le néon comme dans l'hydrogène donne un spectre continu qui a été employé comme source dans l'ultraviolet lointain (¹). Nous nous sommes proposés de le comparer photographiquement à celui de la molécule d'hydrogène et de déduire de cette comparaison la distribution spectrale d'intensité du néon.

Le tube de néon en silice fondue employé dans nos expériences a la forme d'une lettre H : il se compose d'un capillaire de 6^{cm} de longueur et de 2^{mm} de diamètre intérieur, aboutissant à deux tubes plus larges de 10^{cm} de longueur contenant les électrodes en aluminium. Ce tube, destiné à l'observation en bout, est rempli de néon sous pression de 15^{mm} environ soigneusement purifié et desséché. On excite le spectre en reliant les électrodes aux bornes du secondaire d'un transformateur. La tension aux bornes du tube est de l'ordre de 600 volts et le courant qui le traverse est d'une dizaine de milliampères. La lumière émise par le tube à ce régime est d'une couleur rouge orangée et un spectre continu intense s'étend depuis le visible jusque dans la région de Schumann.

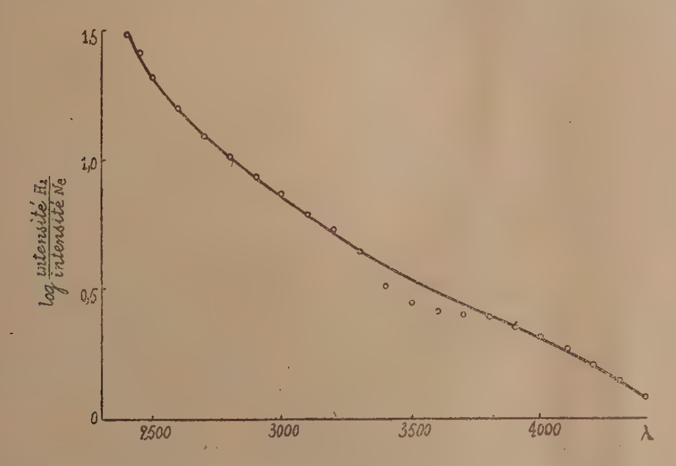
Nous avons préparé trois tubes remplis de néon sous des pressions de 5, 15 et 30^{mm}. Lorsque la pression croît, l'intensité du spectre continu augmente tandis que celle du spectre des lignes s'atténue considérablement et que beaucoup d'entre elles disparaissent complètement. Pour un même courant de décharge, les intensités des diverses radiations du spectre continu croissent proportionnellement entre elles et à peu près proportionnellement à la pression. C'est bien en accord avec l'observation de P. Johnson (²). Il y aurait donc intérêt à augmenter encore la pression du néon dans le tube quand on veut préparer une source de spectre continu.

Nous avons comparé le spectre continu du néon à celui de la molécule d'hydrogène fourni par un tube du modèle Dunoyer, dont la forme de la courbe de répartition de l'énergie a déjà été déterminée (³). La comparaison a été faite photographiquement au moyen d'un petit spectrographe à optique de quartz. On photographie sur une même plaque et avec un même temps

(¹) A. S. Ganeson, *Indian Journal of Physics*, 3, 1928, p. 95.
(²) P. Johnson, *Philosophical Magazine*, 13, 1932, p. 48.
(³) Chalonge et Ny Tsi-Zé, *Journal de Physique*, 7ᵉ série, 1, 1930, p. 416.

de pose, d'une part le spectre du néon, d'autre part une série de spectres d'hydrogène affaiblis dans des proportions différentes et bien connues (spectres d'étalonnage). Ces réductions d'intensités sont réalisées au moyen de grilles de fil métallique étalonnées, placées sur la lentille quartz-fluorine de projection qui éclaire la fente du spectrographe.

Le cliché, une fois développé, est passé au microphotomètre enregistreur



de Moll et la comparaison entre le noircissement aux différents points du spectre de néon et celui des points correspondants des spectres d'hydrogène permet de trouver aisément les rapports d'intensité. La courbe de la figure représente le résultat brut de la comparaison du tube de néon sous pression de 30^{mm}. On passe très facilement de cette courbe à celle de l'énergie du spectre continu de néon. Le tableau suivant donne en unité arbitraire les résultats obtenus :

Å	Intensité.	Å	Intensité.	Å	Intensité.
4400	12,3	3600	10,8	2800	9,9
4200	11,2	3400	11,2	2600	9,5
4000	10,1	3200	10,8	2400	8
3800	10,3	3000	10,0		

Il apparaît que l'intensité du spectre croît faiblement, mais régulièrement, avec la longueur d'onde et atteint un maximum à 3400 Å. Bien que la précision de ces déterminations ne soit pas très grande, ce maximum cependant doit être réel : l'erreur la plus grande provient de l'effet du voile causé par les lignes encore assez fortes dans cette région, mais nous l'avons

éliminée, car les valeurs ci-dessus ont été calculées en utilisant les points sur la courbe de la figure.

Les intensités des diverses radiations croissent proportionnellement entre elles et à peu près proportionnellement à l'intensité du courant de décharge. Ceci montre que le spectre continu du néon n'est pas dû à la recombinaison des électrons avec les atomes ionisés, car dans ce cas l'intensité du spectre serait approximativement proportionnelle au carré du courant de décharge.

SPECTROSCOPIE. — *Sur le spectre de l'azote atomique* (NI) *dans l'ammoniaque et les mélanges d'hydrogène et d'azote.* Note de M. **D. Séférian**, présentée par M. Ch. Fabry.

Dans une Note précédente [1] j'ai pu mettre en évidence, par excitation de l'azote pur dans un arc entre deux électrodes de tungstène :

a, la présence de trois groupes de raies dus à l'azote atomique neutre;

b, l'existence d'un spectre continu au voisinage des électrodes en plus du spectre d'incandescence.

Dans la présente Note :

1° j'ai étudié dans les mêmes conditions d'excitation ($I = 46$ à 50 ampères, $V = 110$ volts), l'arc dans NH^3, dans des mélanges préalables de H^2 et de N^2, ainsi que dans H^2 pur;

2° j'ai essayé de déterminer la nature du spectre continu par l'étude de l'arc dans l'air.

1. *Arc dans l'hydrogène pur.* — Ce dispositif connu sous le nom d'arc de Langmuir a donné lieu à de nombreux travaux [2]. L'étude spectroscopique a permis d'observer dans les régions voisines des électrodes, les quatre premières raies de la série de Balmer, avec un fond continu dû à l'hydrogène atomique [3].

Dans les conditions d'excitation indiquées, la perte en métal des électrodes a été évaluée à 0,05 g/min. (pour l'azote de l'ordre de 1 g/min.). Il a

---

(1) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 68.

(2) I. Langmuir, *Jour. Amer. Chem. Soc.*, **37**, 1925, p. 417; *Gener. Elect. Review.*, **29**, 1926, p. 153.

(3) D. Chalonge et Ny-Tsi-Ze, *Comptes rendus*, **189**, 1929, p. 243; *Comptes rendus*, **190**, 1930, p. 425.

été possible d'observer, dans certains cas, trois raies d'émission des électrodes :

$$\lambda = 4008,76;\ 4294,62;\ 4302,12\ \text{Å},$$

qui sont précisément les raies ultimes du spectre d'arc du tungstène (W I) [1].

Arc dans l'ammoniaque. — L'excitation de l'ammoniaque par ce dispositif met en évidence en plus des raies du tungstène les quatre premières raies de la série de Balmer avec le spectre continu d'hydrogène atomique. De plus, il y a apparition des trois groupes de raies dus à l'atome d'azote neutre :

Premier groupe........................	$\lambda = 6484,88$
Deuxième groupe........................	6644,97
Troisième groupe........................	6723,12

Il faut donc admettre un mécanisme de dissociation complète de NH^3 en ses éléments, puis la dissociation de ces éléments en atomes neutres.

On peut donc penser que l'ammoniaque agit à ces températures élevées comme le mélange préalable d'azote et d'hydrogène.

Arc dans un mélange d'azote et d'hydrogène. — Cette remarque a conduit à l'étude de l'arc, dans des mélanges en proportion variable d'hydrogène et d'azote, et en particulier dans le mélange $N^2 + 3H^2$.

Dans tous les cas il a été observé :

le spectre de raies dû à l'émission des électrodes;

les quatre premières raies du spectre de Balmer avec le spectre continu de l'atome d'hydrogène;

et enfin, les trois groupes de raies de l'azote atomique neutre.

2. *Étude du spectre continu.* — Afin de déterminer la nature du spectre continu attribué soit aux vapeurs métalliques, soit à l'atome de l'azote, j'ai étudié l'arc dans l'air, dans les différentes régions.

La perte en métal des électrodes a été évaluée à 2,5 g/min; il y a formation d'une grande quantité d'oxyde jaune de tungstène WO^3.

Dans un tel arc on observe :

les raies nombreuses du tungstène;

les trois groupes de raies du spectre de l'azote atomique neutre, mais d'intensité beaucoup plus faible que celle obtenue dans l'azote pur et dans les mélanges d'azote et d'hydrogène;

---

(1) F. W. Meggers, *Internat. Crit. Tables V*, p. 323.

et enfin, un spectre continu intense qui recouvre toute la hauteur du spectre et qui se prolonge avec la même intensité vers les petites longueurs d'onde. Ce spectre continu semble être de même nature que celui observé dans l'arc à l'azote en dehors des électrodes. *On peut admettre que ce spectre continu est dû aux atomes métalliques.* Pour confirmer ce résultat des observations ont été faites dans les arcs donnant peu de destruction métallique, c'est-à-dire dans des mélanges d'azote et d'hydrogène où la teneur en azote diminue de plus en plus. Dans ces mélanges le spectre continu est peu intense et disparaît même dans les cas de l'hydrogène pur.

En résumé, le spectre de *l'azote atomique* (atome neutre N I) a été observé par excitation de l'ammoniaque, des mélanges d'hydrogène et d'azote, ainsi que de l'air dans l'arc au tungstène étudié précédemment.

L'ammoniaque se comporte dans cet arc comme un mélange préalable de H^2 et de N^2.

Pour l'hydrogène pur les premières raies d'émission des électrodes (W I) correspondent aux raies ultimes de ce métal. De plus, deux spectres continus ont été observés, le premier dû à l'incandescence des électrodes et le second, à la suite de cette étude, peut être attribué à l'atome du tungstène.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur la radioactivité du samarium.* Note [1] de MM. **Maurice Curie** et **F. Joliot**, présentée par M. G. Urbain.

Il y a environ un an, G. Hevesy et Pahl ont montré que le samarium émet des rayons α. Ils évaluent le parcours de ces rayons à $1^{cm},13$ dans l'air à la pression atmosphérique normale. La vie moyenne des atomes de samarium serait de l'ordre de 10^{12} ans. Ces auteurs utilisaient un compteur de Geiger.

On conçoit l'importance de cette découverte au point de vue de la structure nucléaire et, malgré la critique serrée que ces auteurs ont fait de leurs expériences, il semblait utile que ces recherches fussent poursuivies.

Dans nos premiers essais [2], nous avons utilisé une chambre d'ionisation en relation avec un électroscope de Wulf à haute sensibilité; les résultats furent, dans les grandes lignes, en accord avec ceux obtenus par Hevesy et Pahl.

---

(1) Séance du 15 janvier 1934.

(2) Voir aussi Maurice Curie et Takvorian, *Camptes rendus*, **196**, 1933, p. 923.

Nous avons ensuite employé la méthode des trajectoires de brouillard pour chercher à avoir des résultats objectifs. Le parcours des rayons α émis par le samarium étant petit, il y avait avantage à employer un appareil permettant d'effectuer des détentes à pression réduite afin d'observer des trajectoires plus longues; la pression régnant dans la chambre à détente était, dans nos expériences, voisine de 23^{cm} de Hg. La source est constituée par une couche d'oxalate de samarium finement pulvérisé déposée sur une lame de mica de 9^{cm^2} de surface.



Les résultats obtenus se résument ainsi : Pour 475 détentes, nous avons photographié (méthode stéréoscopique) 5 trajectoires de rayons α issues du sel de samarium, s'arrêtant dans le volume éclairé de la chambre et une trajectoire plus longue atteignant les parois du cylindre de l'appareil. Nous ne pouvons savoir si ce dernier rayon α provient du sel ou de la paroi et nous admettons qu'il est dû à une contamination radioactive. Les parcours des cinq rayons α qui sont émis par le samarium, sont, en les ramenant à la pression atmosphérique normale d'air, $0^{cm},8$, $0^{cm},16$; $0^{cm},25$, 1^{cm}, $1^{cm},5$, l'erreur sur ces déterminations pouvant atteindre 2^{mm}. Le cliché ci-dessus montre une de ces trajectoires de rayons α. Cette variation des parcours dans l'air tient au fait que les rayons α proviennent de couches plus ou moins profondes du sel. Le nombre des observations est trop petit

pour pouvoir en déduire une valeur du parcours normal des rayons α dans l'air, mais ces déterminations indiquent que le parcours normal dans l'air n'est pas notablement supérieur à $1^{cm},5$ (valeur un peu plus élevée que celle qui a été donnée par Hevesy et Pahl). Il est important de remarquer que nous ne connaissons pas de radioélément qui émettent des rayons α de parcours aussi petits.

Nos expériences permettent d'estimer l'ordre de grandeur du nombre de particules α qui sortent par minute d'une couche épaisse d'oxalate de samarium ayant une surface de 1^{cm^2}. Nous trouvons ainsi sept particules α [1] par minute. La valeur de la période que nous pouvons déduire de cette donnée est du même ordre que celle qui est calculée par les auteurs précédents, 10^{12} ans. Il est très improbable que cette activité du samarium puisse être attribuée à la présence, en faible proportion, d'une impureté radioactive connue ou inconnue (85, 87, 93). Il y a d'abord les raisons chimiques et spectroscopiques, certains échantillons de samarium avaient été soumis, dans les laboratoires dirigés par M. G. Urbain, au contrôle spectral (spectres K et L et spectres d'étincelles). L'intensité de la radioactivité du samarium n'a pas varié sensiblement en faisant divers essais de séparations chimiques. D'autre part, la recherche du dépôt actif d'une émanation que donnerait une impureté radioactive, comme l'actinium par exemple, a été négative.

Enfin, on peut calculer, en utilisant les relations de Gamow, entre le parcours des rayons α et la constante de désintégration, que la période d'un élément lourd, comme le 85, 87 ou 93, s'ils émettent des rayons α de $1^{cm},5$ de parcours, serait tellement élevée qu'il serait pratiquement impossible d'observer la radioactivité.

La détermination récente des divers isotopes du samarium par Aston permet d'envisager la réaction de désintégration. Parmi les cinq isotopes du samarium, les isotopes 147, 148, 149 sont à considérer : une émission α conduirait aux isotopes 143, 144, 145 du néodyme. La relation entre les

---

(1) On connaît le temps d'efficacité de la détente à cette pression (voisine de $1/100^e$ de seconde). Cinq rayons sont émis par une surface de 9^{cm^2} pendant $\frac{1}{100} \times \frac{475}{60}$ minute. Donc 1^{cm^2} émet $\frac{5}{9} \times \frac{100}{475} \times 60 = 7$ rayons.

Cette valeur est de l'ordre de celle indiquée par Hevesy et Pahl.

masses serait, s'il s'agit de l'isotope $^{148}_{62}Sm$,

$$^{148}_{62}Sm = ^{144}_{60}Nd + ^{4}_{2}He + 0,0030 \quad (\text{système } ^{16}_{0}O = 16),$$

la masse équivalente à l'énergie de désintégration du samarium étant 0,003 (énergie cinétique de la particule α augmentée de celle du rayon du recul).

RADIOACTIVITÉ. — *Atomes de recul en milieu gazeux*. Note de M. **La. Goldstein**, présentée par M. Jean Perrin.

Il a été montré (¹) que le nombre d'atomes de RaA (atomes de recul α du Rn) positivement chargés à la fin de leur parcours de recul dans un mélange de radon et de gaz, tels que : air au O^2, est *de* 83 *pour* 100 environ. Les atomes de RaA chargés étaient extraits du gaz par un champ électrique d'intensité suffisante pour obtenir la saturation du courant d'ionisation existant dans le gaz.

Ce nombre n'est que de 32 pour 100 environ lorsque, dans les mêmes conditions de saturation, le radon est mélangé à un gaz rare tel que Ar, He ou Ne, soigneusement purifié.

Les nombres obtenus 83 et 32 pour 100 sont indépendants de la pression des mélanges gazeux, de la concentration en radon, ainsi que de la forme et des dimensions des appareils d'activation. Ils varient (de 32 à 83 pour 100 environ) suivant la nature des milieux gazeux au sein desquels les atomes de RaA prennent naissance; et, en particulier, suivant leur affinité électronique.

Nous avons, en effet, pu mettre en évidence (²) le fait que lorsqu'on augmente l'affinité électronique du milieu gazeux (gaz rare avec des impuretés électronégatives en quantités croissantes, ou impuretés en quantités constantes mais à pression de gaz rare croissante), le nombre d'atomes de RaA positivement chargés à la fin de leurs parcours de recul dans ce milieu, augmente également.

Nous avons interprété ces résultats de la façon suivante : un atome de recul (α) dans son mouvement de recul, par suite des premiers chocs qu'il subit avec les atomes ou molécules du milieu gazeux, s'ionise (ou s'il était

(¹) La. Goldstein, *Comptes rendus*, **191**, 1930, p. 1450 et **192**, 1931, p. 1373.
(²) La. Goldstein, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1792.

déjà chargé à la naissance s'ionise davantage). La probabilité pour qu'un tel atome de recul conserve une charge positive à la fin de son parcours de recul est d'autant plus grande que l'affinité pour l'électron du milieu gazeux est plus forte. L'objet de la présente Note est de montrer les résultats obtenus lors de l'activation d'une électrode négativement chargée, plongée dans une atmosphère de radon et : 1° d'hydrogène très pur; 2° de vapeur de brome.

Hydrogène pur. — L'hydrogène a été soigneusement purifié et notamment débarrassé d'impuretés électronégatives telles que O^2 et H^2O. La pureté du gaz fut vérifiée, d'une part, spectroscopiquement et, d'autre part, par l'examen de la courbe de saturation du courant construite lors de l'activation dans ce gaz. On sait en effet (1) que dans l'hydrogène très pur, par suite des grandes mobilités des ions des deux signes dans ce gaz et par suite de la présence probable d'électrons libres, même sous la pression normale, les courbes de saturation présentent une analogie avec celles obtenues dans les gaz rares.

Les activations ont été faites dans les conditions de saturation du courant d'ionisation (intensité du champ de l'ordre de 10 volts par centimètre, la distance des électrodes étant 40^{mm}) pour chaque pression, laquelle variait de 140 à 250^{mm} de Hg.

Le nombre d'atomes de Ra A chargés à la fin de leur parcours de recul, dans ce gaz, variait très légèrement de 36 à 32,5 pour 100 lorsque la pression variait dans *les limites ci-dessus données.* Ce résultat reste, malgré l'apparence, en accord avec l'hypothèse de l'influence de l'affinité électronique du milieu sur le nombre d'atomes de Ra A recueillis par une cathode dans les conditions indiquées, si l'on remarque que la variation de ce nombre, contrairement à ce que l'on observe dans les gaz d'affinité électronique nulle avec la pression de l'hydrogène, doit être attribuée au fait que l'activation des électrodes par recul direct dans ce gaz prend une certaine importance et devient d'autant plus grande que la pression de ce gaz est plus basse; ce que l'on observe. Nous savons, en effet (2), que le parcours d'un atome de recul α dans l'hydrogène à la pression atmosphérique est environ 0,75 à $0^{mm},8$ et que ce parcours augmente proportionnellement quand la pression diminue.

Si l'on fait donc abstraction de l'activation des électrodes par recul

---

(1) Da Silva, *Ann. de Phys.*, **12**, 1929, p. 139.

(2) Wertenstein, *Thèse*, présentée à la Faculté des Sciences de Paris, juin 1913.

direct, on obtient, pour le nombre d'atomes de RaA chargés positivement à la fin de leur parcours de recul, dans l'hydrogène pur, 32 pour 100 environ. Ce nombre est sensiblement le même que celui obtenu avec, comme milieu d'activation, les gaz rares très purs.

Vapeur de brome. — Nous avons utilisé la tension de vapeur du brome liquide à différentes températures, comme milieu d'activation, d'affinité électronique non nulle. La saturation du courant d'ionisation dans ce gaz est obtenue suivant la pression de la vapeur de brome (¹) (pour une densité de courant du même ordre de grandeur) avec des champs d'intensité variant de 44 volt/cm à 115 volt/cm. L'activation ayant eu lieu pour *chaque pression* dans les conditions de saturation, c'est-à-dire sous une tension pour laquelle le courant d'ionisation est saturé; le nombre d'atomes de RaA positivement chargés à la fin de leur parcours de recul dans la vapeur de brome, a été trouvé égal à 79 pour 100 environ. Ce nombre diffère peu de ceux obtenus avec de l'air ou de l'oxygène pur, comme on pouvait d'ailleurs s'y attendre.

La vapeur de brome semble, en effet, se comporter du point de vue de l'affinité électronique, sensiblement de la même manière que l'oxygène (²); la difficulté de l'obtention de la saturation du courant (champ intense) montre que les électrons ne restent pas libres dans la vapeur de brome même sous des pressions bien inférieures à la pression atmosphérique, mais se fixent sur des molécules ou atomes de brome (dissociation de Br^2 par ionisation), comme dans l'oxygène et ne peuvent pas en être extraits avec des champs de faible intensité, comme cela a lieu dans l'hydrogène et les gaz rares purs.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur les rayons γ produits par le passage des neutrons à travers les substances hydrogénées.* Note de M. **Pierre Auger**, présentée par M. Jean Perrin.

1. Dans une Note récente (³) Lea indique que le passage des neutrons du glucinium à travers la paraffine ou d'autres substances hydrogénées,

---

(¹) La pression de la vapeur de brome variait de 65 à 200^{mm} de Hg environ.

(²) L'affinité de l'oxygène ainsi que celle du brome pour l'électron a été mise en doute par certains auteurs. La discussion de ces questions va faire l'objet d'une publication ultérieure plus étendue.

(³) *Nature*, 133, 1934, p. 24.

excite une radiation γ pénétrante, de quantum moyen compris entre 2 et 4 MVe (million de volts électrons). Il attribue ces rayons à la constitution, lors de certains chocs entre neutrons et protons, de deutons (noyaux d'hydrogène de poids atomique 2). Cette formation, si l'on admet pour la masse du neutron la valeur 1,0067 indiquée par Chadwick, dégagerait environ 1 MVe, énergie à laquelle vient s'ajouter la moitié de l'énergie cinétique du neutron incident, puisque l'ensemble formé, de masse 2, continue le mouvement avec une vitesse réduite de moitié. L'ensemble de l'énergie libérée atteindrait ainsi les 2 à 4 MVe que l'on trouve dans le quantum γ. Il faudrait pour expliquer l'intensité du rayonnement observé qu'un quart des chocs soit suivi de la constitution d'un deuton.

2. De nombreuses observations de trajectoires excitées par le neutron dans l'hydrogène m'ont permis de mettre en évidence l'existence d'un groupe de trajectoires courtes, très abondantes. L'idée que ce seraient là des trajectoires de deutons paraît séduisante mais elle se heurte à des difficultés, surtout en ce qui concerne la répartition des trajectoires après le choc. Si en effet une particule unique est constituée par le proton et le neutron, elle doit se mouvoir après le choc très sensiblement dans la direction initiale du neutron, et nous devrions observer des trajectoires courtes dirigées suivant la direction opposée à la source des neutrons. Ce n'est pas ce que M. Monod-Herzen et moi avons observé (1), la distribution présente au contraire un minimum dans cette direction, aussi bien pour les trajectoires courtes que pour les trajectoires longues, dues aux neutrons rapides. [Je dois signaler qu'une répartition très différente a été trouvée par Kurie (2), avec les protons rapides projetés par les neutrons dans la paraffine; après différentes corrections l'auteur admet que ses résultats indiquent un maximum dans la direction opposée à la source.]

Pour tirer la question plus au clair, j'ai commencé des mesures de e/m des particules projetées, en étudiant la courbure de leur trajectoire dans un champ magnétique de 7 à 8 mille gauss. Il faut aussi connaître la vitesse des particules; pour les protons, je me suis servi des données de Blackett et Lees, et pour le deuton, j'ai fait quelques hypothèses simples qui permettent d'adapter les mêmes données à ce nouveau cas. Pour le même parcours, les courbures magnétiques des deux particules doivent être différentes d'au

(1) *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1102.
(2) *Physical Review*, 44, 1933, p. 463.

moins 50 pour 100. Les quelques cas mesurables avec certitude jusqu'ici se rapportent certainement à des protons (figure ci-dessous).

3. Il y a d'ailleurs de grosses difficultés théoriques dans l'interprétation de Lea. En effet, il faut que le photon γ soit constitué pendant le choc lui-même, puisque le deuton, dont le défaut de masse est faible, ne peut porter une énergie d'excitation de plusieurs MVe, et la durée du choc étant nécessairement très petite, soit 10^{-21} seconde, la probabilité de l'émission γ devient très petite. En réalité pour qu'un choc non élastique ait quelques chances de se produire, il faut que l'énergie libérée soit emportée après le choc par un corpuscule, soit à l'état d'énergie cinétique, soit à l'état d'énergie d'excitation. Ainsi on ne connaît pas de cas où un noyau captu-



rant une particule émettrait du rayonnement γ sans subir une désintégration. En second lieu il semble bien que les neutrons les plus lents auraient le plus de chances de produire les deutons et le rayonnement émis aurait alors un quantum peu supérieur à 1 MVe.

4. Une interprétation qui ne donnerait pas prise à ces critiques, tant expérimentales (répartition des trajectoires, valeur de e/m) que théoriques, peut être trouvée si l'on adopte pour la masse du neutron une valeur supérieure à celle du proton, soit 1,011 suivant M. et Mme Joliot-Curie, soit 1,009 valeur moyenne résultant de l'ensemble des cas de transmutation connus. Le proton est alors considéré comme résultant de la combinaison d'un neutron et d'un positron avec une perte de masse de 2 à 4MVe, cet ensemble pouvant se décrire comme un neutron autour duquel tous les niveaux d'énergie négative d'électrons sont occupés, sauf un. On peut concevoir qu'un tel système soit excité, en ce sens que le niveau non occupé peut être transféré à des valeurs plus grandes, et le retour à l'état normal, d'énergie la plus basse, se ferait avec émission d'un rayon γ; la valeur du quantum d'un tel rayon γ peut approcher de la valeur de la perte de masse (comparable à une énergie d'ionisation du proton) sans l'atteindre. Le neu-

tron au contraire, quoique pouvant résulter de l'absorption d'un électron par un proton, est une particule élémentaire, et ne peut être excité. Dans ces conditions, l'impact direct d'un neutron sur un proton peut amener l'excitation de celui-ci, au cours d'un choc non élastique, et l'énergie d'excitation, égale au plus à la moitié de l'énergie cinétique du neutron, serait aussitôt réémise sous forme d'un photon γ dont le quantum pourrait atteindre suivant les hypothèses 2 à 4 MVe. Les trajectoires des protons après ces chocs seraient plus inclinées sur celles des neutrons incidents qu'après les chocs élastiques, mais sans amener pour cela la formation d'un maximum en avant dans leur répartition. Il est d'ailleurs à remarquer que ce seraient ici les neutrons de grande énergie cinétique et surtout ceux présentant une résonance avec les niveaux d'excitation des protons, qui produiraient l'effet étudié ici. Ceci conduirait peut-être à des répercussions sur la répartition des trajectoires des protons.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur le rayonnement complexe excité dans l'aluminium par les particules α.* Note de M. **P. Savel**, présentée par M. Jean Perrin.

On sait que le rayonnement excité dans l'aluminium soumis au bombardement des particules α se compose de neutrons et de photons ([1]). Nous donnons ici des précisions sur la composition de ce rayonnement et sur les conditions de son excitation.

Comme pour nos expériences sur le fluor ([2]) nous avons utilisé la chambre d'ionisation à pression élevée contenant soit de l'argon, soit de l'hydrogène sous 25 atmosphères. Deux sources de particules α ont été employées; une de polonium de 80 millicuries déposée sur nickel, une deuxième de Po, d'intensité comparable, mais déposé par volatilisation sur aluminium. Dans ce dernier cas le rendement d'excitation est très augmenté.

Rayonnements γ et neutron de l'aluminium. — L'aluminium émet un rayonnement γ complexe. Il semble composé de deux radiations; une très

---

([1]) J. Curie et F. Joliot, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 397; Webster, *Proc. Roy. Soc.*, **136**, 1932, p. 428; P. Auger et G. Monod-Herzen, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 543.

([2]) P. Savel, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1482.

absorbable, un écran de plomb de $3^{mm},5$ d'épaisseur diminue son intensité de moitié, ce qui correspond à un coefficient d'absorption massique $\mu/\rho_{Pb} = 0,17$ et à un quantum d'énergie voisine de 550000 eV. La seconde radiation trois fois plus intense donne un $\mu/\rho_{Pb} = 0,045$ correspondant à une énergie quantique de 2.10^6 *e*V environ.

L'absorption comparée de ces rayonnements dans des écrans de paraffine et de plomb de masse superficielle égale permet d'affirmer qu'ils sont en grande partie composés de photons.

L'argon de la chambre d'ionisation étant remplacé par de l'ydrogène, on a trouvé que le rayonnement neutron était aussi formé de deux composantes. Un écran de plomb de $1^{mm},7$ d'épaisseur diminue l'intensité de la première de moitié, tandis qu'il faut $1^{cm},63$ de plomb pour réduire dans la même proportion l'intensité de la deuxième. L'écran de 4,4 g/cm² de paraffine absorbe 34 pour 100 du rayonnement le moins pénétrant et 29 pour 100 du rayonnement dur; celui de plomb absorbe respectivement 22 pour 100 et 15 pour 100, ce qui indique nettement que l'ionisation produite dans ces conditions est bien due aux neutrons.

On a très peu de renseignements sur le parcours des protons projetés par les neutrons de l'Al, il est ainsi difficile de prévoir l'énergie de ces derniers. Cependant, grâce aux résultats connus pour le lithium et le bore, on peut tracer la courbe représentative de l'énergie des neutrons en fonction de leur pouvoir de pénétration dans le plomb; on déduit de cette manière une énergie voisine de 2.10^6 eV pour les neutrons les plus rapides.

Excitation des rayonnements γ *et neutron.* — On étudie comment varie l'excitation des rayonnements γ et neutron en fonction de l'énergie des rayons α incidents; on emploie pour cela l'appareil déjà décrit ([1]). L'excitation du rayonnement γ commence pour une énergie minimum des particules α de 3 à $3.10.^6$ eV ($R\alpha$ $1^{cm},8$-$1^{cm},9$); l'émission des neutrons débute pour des particules α de 4 à $4.3.10^6$ eV d'énergie ($R\alpha = 2^{cm},9$). L'examen de cette dernière courbe indique que le noyau d'Al possède un niveau de résonance correspondant à une énergie de $4.6.10^6$ eV.

La hauteur de la barrière d'énergie potentielle du noyau d'Al pour les particules α est certainement supérieure à 6.10^6 eV ([2]); il en résulte que les particules α du P_0 d'énergie maximum $5.25.10^6$ eV ne peuvent pénétrer dans le noyau qu'en traversant cette barrière par un niveau de résonance.

([1]) *Loc. cit.*

([2]) W. Riezler, *Proc. Roy. Soc.*, **134**, 1932, p. 168.

Origine de ces rayonnements. — Le rayonnement électromagnétique de 550000 eV pourrait être dû à l'annihilation des électrons positifs de l'Al [1].

D'après les expériences de désintégration artificielle de l'Al [2], chaque paire de protons serait accompagnée d'une radiation γ d'énergie quantique de 2 à 3.10^6 eV, l'énergie de la composante γ pénétrante que nous trouvons est bien dans la limite de l'erreur; cependant il faut remarquer que son excitation commence pour une énergie des particules α, inférieure à celle qui est nécessaire pour l'émission des protons ($3.3.10^6$ eV au lieu de 4.10^6 eV). On retrouve ici, toutefois d'une façon moins nette, le phénomène observé pour le fluor et le lithium. Néanmoins il est nécessaire de vérifier que c'est bien l'excitation de la composante γ dure qui commence la première.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la structure des alliages or-cuivre.* Note de MM. **W. Broniewski** et **K. Wesolowski**, présentée par M. Henry Le Chatelier.

Les alliages or-cuivre sont constitués, après solidification, par des solutions solides continues où la formation des composés définis a lieu par réaction à l'état solide. L'existence des composés AuCu et $AuCu^3$ est généralement admise, alors que celle du Au^2Cu^3, annoncée récemment, est sujette à discussion.

MM. Kurnakow, Zemczuzny et Zasedatelew (1916) établissent la formation de AuCu et $AuCu^3$ à l'état solide, ce qui s'est trouvé confirmé par plusieurs recherches. MM. Haughton et Payne (1931) affirment, en plus de ces combinaisons, l'existence de Au^2Cu^3 qui ne serait stable qu'entre 360° et une température indéterminée, qui serait voisine de 250°. MM. Grube, Schönmann, Vaupel et Weber (1931) ne trouvent pas ce composé pour aucune limite de température, alors que MM. Le Blanc et Wehner (1932) le retrouvent, même à la température ordinaire.

Étant données ces contradictions, nous avons cru utile de reprendre la question.

Nos alliages furent préparés dans un creuset de graphite au four électrique à haute fréquence et homogénéisés 50 heures à 800°. Après étirage

---

(1) F. Joliot, *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 1622; **198**, 1934, p. 81; Thibaud, *ibid.*, **197**, 1933, p. 1629.

(2) Chadwick et Constable, *Proc. Roy. Soc.*, **135**, 1932, p. 48.

à 5^{mm} pour les mesures autres que l'analyse thermique, ils étaient chauffés 1 heure à 650° et soit trempés à l'eau, soit refroidis en 50 heures avec arrêt prolongé vers 300°.

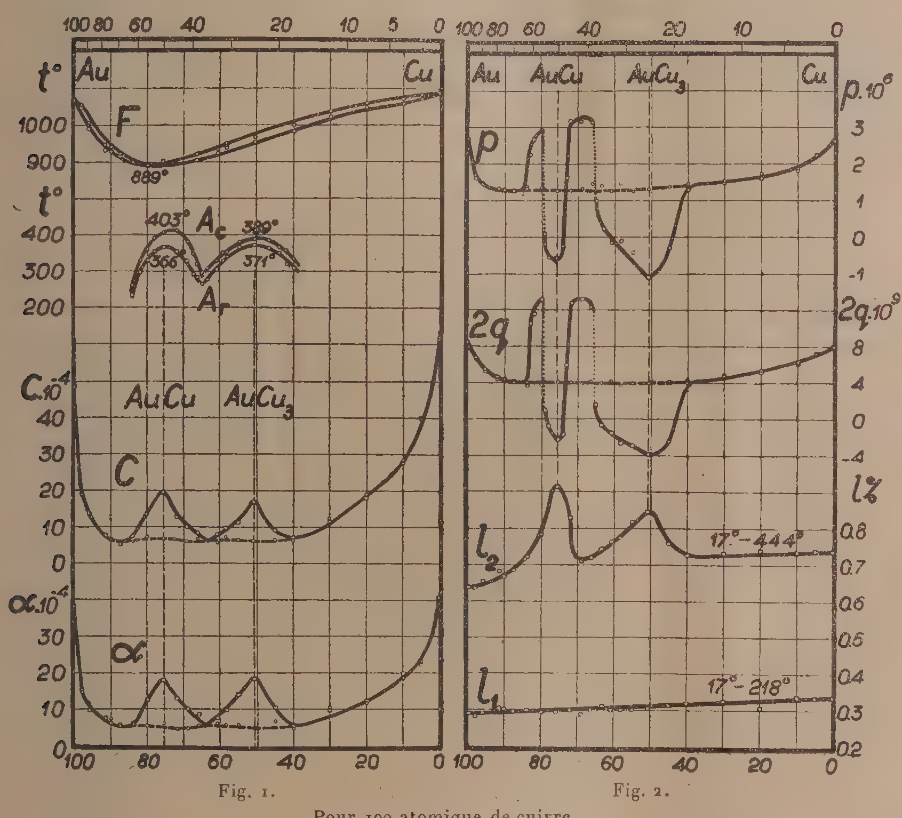


Fig. 1. Fig. 2.

Pour 100 atomique de cuivre.
Pour 100 de cuivre en poids.

F, courbe de solidification; A_c et A_r, arrêts à l'échauffement et au refroidissement enregistrés pa la méthode différentielle; C, conductivité électrique à 0° en ohms; α, coefficient de température de la résistance électrique entre 0 et 100°; p, pouvoir thermoélectrique entre —80° et —100°; l_1 et l_2, allongement en pour 100 par échauffement entre 17 et 218° ainsi que entre 17 et 444°. Les courbes en trait continu correspondent aux alliages lentement refroidis, en trait interrompu aux alliages trempés.

Les mesures étaient faites à températures constantes de fusion ou d'ébullition, comme dans nos études antérieures ([1]). La solidification et la trans-

([1]) *Comptes rendus*, **190**, 1930, p. 1412; **194**, 1932, p. 973 et 2047; **196**, 1933, p. 1793.

formation des alliages avait été étudiée par enregistrement photographique donnant moins de prise que l'étude par points à une appréciation individuelle. Les résultats sont reproduits sur les diagrammes ci-dessus :

Sur la courbe de solidification F, apparaît un minimum à 889° vers 80 pour 100 d'or. Les autres diagrammes montrent, pour les alliages recuits, des points singuliers correspondant aux combinaisons AuCu et $AuCu^3$.

Sur les diagrammes A, C et α ces combinaisons sont indiquées par des maxima, et sur les courbes p et $2q$ par des minima. Ces dernières courbes montrent, au voisinage de 78,5 et de 66, 5 pour 100 d'or, une discontinuité indiquée en pointillé. La discontinuité marque probablement les limites du domaine de AuCu, où ce composé fait office de dissolvant.

Sur la figure 1, aucun point singulier n'apparaît, la dilatation des composés ne se distinguant pas sensiblement des autres alliages. Par contre la courbe 1 marque, par des maxima, la dissociation des combinaisons AuCu et $AuCu^3$, dont la formation est accompagnée d'une contraction linéaire voisine respectivement de 0,20 et de 0,15 pour 100.

Nos résultats confirment ainsi la formation, à l'état solide, des composés AuCu et $AuCu^3$, solubles avec les métaux constituants. Des mélanges n'apparaissent qu'entre 65,5 et 62 pour 100 d'or environ et sont reconnaissables à ce que la phase AuCu possède une structure martensitique alors que tous les autres alliages or-cuivre se montrent polyédriques.

En ce qui concerne la combinaison Au^2Cu^3, indiquée par MM. Haugton et Payne sur des bases quelque peu fragiles (un point écarté d'une courbe sujette à des écarts), nous ne trouvons dans nos recherches aucun indice permettant de supposer son existence soit à l'état stable, soit à l'état labile.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Méthode générale de dosage du soufre dans les substances organiques.* Note (1) de M. **Ernest** et Mme **Marcelle Kahane**, présentée par M. G. Urbain.

L'application de l'acide perchlorique à l'oxydation des substances organiques en vue du dosage du soufre a été proposée par E. Kahane (2) pour

(1) Séance du 15 janvier 1934.

(2) E. Kahane, *Caoutchouc et Gutta-Percha*, **24**, 1927, p. 13549.

l'analyse du caoutchouc, puis, en collaboration avec L. Lematte et G. Boinot [1], pour l'analyse des substances biologiques.

La méthode décrite, qui consistait simplement à attaquer la substance par un mélange d'acide nitrique fumant et d'acide perchlorique, a été utilisée par de nombreux auteurs pour le dosage du soufre de diverses substances biologiques. Outre cela, la technique de dosage du soufre dans le caoutchouc a été étudiée avec soin par plusieurs auteurs (Mackay, Wolesensky, etc.), puis adoptée avec des modifications de détail. L'application de l'acide perchlorique au dosage du soufre dans la houille est moins aisément réalisable, et Smith et Deem qui l'ont récemment étudiée, ont été obligés de recourir à l'adjonction de vanadate d'ammonium comme catalyseur.

En réalité, l'étude critique de la méthode n'avait pas été faite et les publications citées, qui introduisaient le mélange nitro-perchlorique parmi les réactifs oxydants, n'avaient pas d'autre ambition que de donner le principe de la méthode perchlorique de dosage du soufre dans les substances organiques.

Nous avons entrepris cette étude critique en essayant d'appliquer l'oxydation nitro-perchlorique à un certain nombre de substances chimiques définies. Pour certaines d'entre elles, nous avons trouvé un résultat satisfaisant ; mais nous avons constaté que l'attaque de la plupart de ces substances donnait lieu à une perte appréciable de soufre, entraîné sous forme d'hydrogène sulfuré ou d'anhydride sulfureux aisément caractérisables.

Nous avons essayé de remédier à cet entraînement par différents artifices dont certains ont été efficaces pour la majeure partie des substances étudiées. Mais, désireux de décrire une méthode aussi générale que possible, nous avons poursuivi nos recherches jusqu'à trouver une technique qui, avec le minimum de complication, permette non seulement l'oxydation complète du soufre des substances organiques les plus diverses, mais encore celui des substances minérales difficiles à oxyder quantitativement en milieu acide, telles que les sulfures, les hyposulfites et le soufre lui-même.

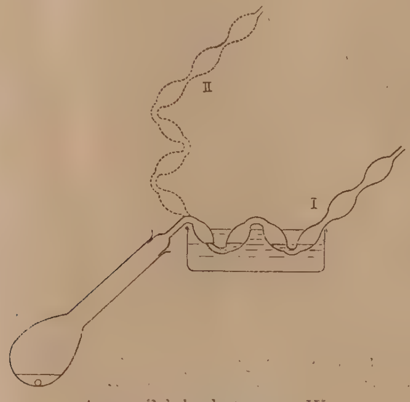
Nous avons obtenu ce résultat par l'association d'une petite quantité d'acide iodique au mélange nitro-perchlorique et par l'emploi d'un appareil simple composé d'une fiole Kjeldahl portant sur un bouchon rodé un

---

(1) L. Lematte, G. Boinot et E. Kahane, *C. R. Soc. Biol.*, **116**, 1927, p. 1211.

barboteur en forme de W, dont les branches sont soufflées en olives allongées (voir figure).

La substance à attaquer est introduite dans la fiole Kjeldahl avec les acides nitrique, perchlorique et iodique, cependant que le barboteur, placé dans la position I et plongé dans un cristallisoir d'eau froide, est garni d'une solution d'acide iodique, en volume suffisant pour fermer le tube coudé. L'attaque de la substance se fait sponta-



Appareil à barboteur en W.

nément ou par chauffage, sans nécessiter aucune précaution spéciale. Les liquides condensés dans le barboteur sont ramenés à la fin de l'opération dans la fiole laboratoire par simple renversement du barboteur qui prend la position II par rotation de 180° autour du rodage. Par ébullition de la liqueur, le barboteur est alors automatiquement rincé, sans manipulation supplémentaire. L'ébullition est prolongée jusqu'à apparition des fumées d'acide perchlorique, puis l'acide iodique est réduit par l'iodure de sodium, l'hydrazine ou le formol, et la majeure partie de l'excès d'acide perchlorique est neutralisée à la soude. Le dosage de l'acide sulfurique par précipitation du sulfate de baryum est alors effectué par la technique habituelle.

Cette méthode est commode et rapide. L'attaque de 100 à 200^{mg} de substance organique par 2$^{cm^3}$ d'un mélange de 2 parties de ClO^4H ($d = 1,61$) et 1 partie NO^3H ($d = 1,39$) dure une dizaine de minutes.

De plus, elle paraît générale, car elle a donné de bons résultats par application aux substances chimiquement définies suivantes, dont plusieurs ont été aimablement mises à notre disposition par MM. Delépine, Bougault et Courtot et Chiffert : soufre, sulfure de zinc, hyposulfite de sodium, thiocyanate d'ammonium, acide sulfanilique, acide campho-sulfonique, sulfimide benzoïque, thiourée, allylthiourée, thiosulfocarbamylacétylimide, sulfure de paracrésyle, sulfure de triphénylphosphine, cystine,

cystéine, diéthylsulfone-diméthylméthane, sulfoxyde de chloréthyle, chlorure de tri-tolylthionium, chlorures de tri-xylylthionium.

Cette méthode est applicable à l'analyse des substances biologiques et de nombreux produits industriels, tels, par exemple, que le caoutchouc et les combustibles où le dosage du soufre présente un intérêt capital.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Dérivés bromés du tétrahydropyrane.* Note de M. R. PAUL, présentée par M. C. Matignon.

A — 15° le brome réagit énergiquement sur le dihydropyrane en solution dans le tétrachlorure de carbone pour donner l'époxy-1.5-dibromo-1.2-pentane :

$$CH^2-CH^2-CH^2-CHBr-CHBr.\quad (\text{cycle par } O)$$

Ce dibromure n'a d'ailleurs pu être isolé à l'état pur. Par distillation sous pression réduite, on obtient un liquide incolore, fumant à l'air, et bouillant à 96-98° sous 9^{mm}. Sa teneur en brome correspond bien à celle du composé prévu (Br pour 100 : trouvé, 65,29; calculé, 65,57), mais l'examen de ces constantes y révèle la présence d'impuretés :

$d_{16}^{14} = 1,930$, $n_D^{14} = 1,56676$, R. M. = 41,20, trouvée, R. M. = 40,26, calculée.

Rectifié lentement avec une longue colonne, il se décompose en effet presque entièrement, en donnant un liquide bouillant à 63° sous 22^{mm} (corr.) et possédant une fonction éthylénique : c'est l'époxy-1.5-bromo-4-pentène-4, résultant du départ d'une molécule d'acide bromhydrique :

$$CH^2-CH^2-CH^2-CHBr-CHBr \rightarrow BrH + CH^2-CH^2-CH^2-CBr=CH.\quad (\text{cycles par } O)$$

Le dosage du brome (Br pour 100 : trouvé, 48,99; calculé, 49,07) et ses constantes sont en bon accord avec la formule précédente

$d_{16}^{16} = 1,54$, $n_D^{16} = 1,51194$, R. M. = 31,76, trouvée, R. M. = 32,03, calculée.

La façon de se comporter du dihydropyrane vis-à-vis du brome, très semblable à celle de la coumarone (1), est intermédiaire entre celle des composés éthyléniques aliphatiques (simple addition de brome) et celle des composés aromatiques (addition de brome immédiatement suivie d'un

(1) STOERMER et KAHLERT, *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 35, 1902, p. 1633.

départ d'hydracide) : dans un intervalle de température relativement peu étendu, on peut en effet obtenir soit le dérivé d'addition, soit le dérivé de substitution.

Abandonné quelque temps au contact de l'eau, l'époxydibromopentane perd la moitié de son brome en donnant un produit visqueux, qui se prend assez rapidement en masse. Un traitement au noir actif et quelques cristallisations dans l'alcool, permettent d'isoler des cristaux blancs, fusibles à 110°. Une cryoscopie (M = 347 trouvé; M = 344 calculé) et le dosage du brome (Br pour 100 = 46,20 trouvé; Br pour 100 = 46,51 calculé) font considérer ce corps comme l'acétal symétrique

$$\underbrace{CH^2-CH^2-CH^2-CHBr-CH}_{O}-O-\underbrace{CH-CHBr-CH^2-CH^2-CH^2}_{O}$$

Très peu soluble dans l'eau, il ne s'hydrolyse que très lentement par ébullition avec les acides étendus.

L'époxy-1-5-bromo-5-pentane

$$\underbrace{CH^2-CH^2-CH^2-CH^2-CHBr}_{O}$$

a été préparé en dirigeant un courant de gaz bromhydrique rigoureusement sec dans le dihydropyrane refroidi à 0°. La réaction est très rapide. Par distillation on isole le produit cherché sous forme d'un liquide fumant à l'air et bouillant à 61° sous 16mm (Br pour 100 = 48,33 trouvé; Br pour 100 = 48,48 calculé). Fraîchement distillé il est incolore, mais il s'altère rapidement — probablement sous l'influence d'impuretés qu'on n'a pu identifier — et est complètement résinifié au bout de quelques jours.

$d_{15}^{8} = 1,502$; $n_D^8 = 1,51285$; R. M. trouvée = 33,01; calculée = 32,5.

Les travaux de K. H. Meyer et de Lenhardt sur la copulation des diazoïques avec les éthers phénoliques (¹) ont mis en lumière la remarquable réactivité de la double liaison du groupement vinylique — CH = CH . OR : la facile addition de l'acide bromhydrique au dihydropyrane est un nouvel exemple de cette grande aptitude réactionnelle. D'ailleurs, bien que la littérature chimique ne donne aucun renseignement à ce sujet, il est vraisemblable que tous les éthers vyniliques se comportent d'une façon analogue vis-à-vis des hydracides anhydres.

(¹) K. H. Meyer et Lenhardt, *Ann. Chem.*, 398, 1913, p. 66.

GÉOLOGIE. — *Sur la tectonique du versant nord des Pyrénées.* Note de M. **Marcel Casteras**, présentée par M. L. Cayeux.

M. Léon Bertrand [1] veut bien citer mon Mémoire récent sur la Structure du versant nord des Pyrénées centrales et orientales [2]. Il croit toutefois voir des contradictions dans mon interprétation des relations entre la Zone axiale et les blocs pyrénéens plus frontaux.

Je note d'abord que M. Léon Bertrand ne revient pas sur le problème fondamental qui m'a occupé. Les faits observés, notamment vers les terminaisons longitudinales des massifs, ont confirmé l'enracinement de tous les blocs nord-pyrénéens au Nord de la Zone axiale. Cette disposition relève d'une tectonique tangentielle, mais d'une tectonique de fond, pouvant aller jusqu'à des cassures plongeant au Sud avec des inclinaisons de 45°, et même fréquemment plus fortes.

Quant aux contradictions relevées dans mes coupes, elles résideraient dans le fait que, suivant le contact de la Zone axiale avec les massifs limitrophes, tantôt du Primaire axial vient s'appuyer vers le Nord sur des gneiss plus anciens, ce qui prouverait un abaissement de la Zone axiale, tantôt du Secondaire se loge le long du même contact, et il est alors chevauché par le Primaire de la Zone axiale, ce qui prouverait une surélévation d'ensemble de celle-ci.

N'y a-t-il pas là confusion entre deux choses : d'une part, la structure même du socle, provenant des plissements hercyniens, et, d'autre part, celle ultérieurement acquise du fait des mouvements secondaires et post-secondaires qui ont affecté aussi bien le socle que son revêtement sédimentaire ?

La succession des phénomènes doit être rétablie ainsi. Le socle antépermien s'est plissé et a été injecté de granite; c'est ce qui constitue la phase hercynienne dans la formation de la chaîne. Elle amène déjà suivant une horizontale la juxtaposition de terrains très différents. Puis il y eut une érosion, suivie d'une *transgression discordante* qui a fait reposer la couverture sur n'importe quel élément du socle : granite, gneiss, étages successifs du Primaire. Ensuite, après le dépôt de la couverture post-hercynienne,

---

(1) *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 187.

(2) *Bull. Serv. Carte Géol. Fr.*, 137, n° 189, 1933, p. 1.

sont intervenus les plissements proprement pyrénéens, secondaires et tertiaires. Sont alors seuls à considérer *les déformations de la surface de base de la couverture* — c'est là une constatation essentielle de la tectonique de fond — *et les plissements de cette couverture.* Ainsi, et seulement ainsi, on peut obtenir des renseignements sur l'évolution pyrénéenne des blocs du fond et je pense que, dans l'ensemble, la Zone axiale est surélevée par rapport aux unités plus frontales, qu'elle a parfaitement pu chevaucher.

Or M. Léon Bertrand s'adresse alternativement aux deux tectoniques d'âge différent : tantôt il compare, d'après leur nature, les compartiments du socle; tantôt il fait intervenir les déformations de la couverture discordante. Et c'est ainsi qu'on aboutit à des contradictions.

Prenons un exemple sur une coupe précise empruntée à mon Mémoire (pl. VI, coupe n° 7). Examinons les relations entre la Zone axiale et le bloc constitué par le socle du Massif de Salvezines et par sa couverture secondaire. Sur le front de la Zone axiale affleure du Houiller. Avec M. Léon Bertrand, on serait amené à voir la Zone axiale comme surélevée par rapport au bloc plus frontal, en considérant dans celui-ci le synclinal de terrains secondaires qui vient immédiatement en avant de la Zone axiale. La conclusion serait inverse en considérant, toujours sur une même horizontale, par rapport au Houiller de la Zone axiale, les gneiss qui affleurent, plus au Nord, dans le cœur même du Massif de Salvezines.

Pour ce qui est des roches éruptives, que je n'ai, du reste, pas particulièrement étudiées, mes observations rejoignent celles de tous les auteurs pyrénéens : localisation des lherzolites dans le Secondaire métamorphique, association habituelle des ophites et du Trias. Quant aux terrains secondaires métamorphiques que l'on trouve au Nord de la Zone axiale, entre celle-ci et l'alignement des massifs hercyniens plus frontaux, je crois avoir montré qu'ils ne sont pas charriés à partir de la Zone axiale et qu'ils appartiennent au revêtement sédimentaire normal des massifs nord-pyrénéens. L'état métamorphique n'y est pas absolument général : il s'y révèle d'intensité très inégale; on le voit s'éteindre latéralement. Le métamorphisme ne saurait caractériser des unités tectoniques. A ce sujet, la région de Tarascon-d'Ariège me paraît particulièrement probante.

GÉOLOGIE. — *Les gisements d'hydrocarbures minéraux de la Syrie et du Liban.* Note M. L. **Dubertret**, présentée par M. Ch. Jacob.

L'éventualité d'un prolongement de la zone pétrolifère irakienne en Syrie et au Liban a conduit le Haut-Commissariat de la République française à faire étudier d'un point de vue général les ressources en hydrocarbures de ces pays.

La Syrie et le Liban correspondent à une aire continentale, pourvue d'une couverture sédimentaire relativement peu puissante, sans bassins de subsidence analogues au bassin pétrolifère irakien. On peut y distinguer deux principales provinces, caractérisées par des faciès différents.

I. *La zone côtière méditerranéenne*, dont la sédimentation revêt un caractère local. Les hydrocarbures y existent surtout en tant qu'imprégnations bitumineuses de calcaires poreux ou de marnes; l'origine du bitume paraît se trouver le plus souvent dans des niveaux campaniens et maestrichtiens inférieurs.

Dans la région frontière syro-transjordanienne, le ravin du Yarmouk et des sondages ont découvert 50^{m} d'asphalte maestrichtien inférieur, analogue à celui de la retombée orientale de la Judée près de Jérusalem. Le même asphalte existe à Doumar près de Damas.

On le rencontre aussi à Hasbaya, pincé entre les terminaisons méridionales du Liban et de l'Anti-Liban; et il paraît y avoir été lessivé par les infiltrations, de sorte que le bitume s'est accumulé à l'état pur dans les fissures du massif crayeux. Également à Mar Chlita, dans le Liban Nord, se sont produites des accumulations de bitume pur à l'intérieur de géodes de quartz et de calcite, situées dans les calcaires cénomaniens.

Des imprégnations nombreuses, dispersées dans le Cénomanien, le Sénonien, l'Éocène et le Miocène, se situent à l'Est de Lattaquié dans la vallée du Nahr el Kebir, le long du contact de la nappe de gabbros et de serpentines du Nord-Ouest de la Syrie avec le horst alaouite. Elles pourraient résulter de l'écrasement de formations bitumineuses, principalement sénoniennes, soit lors du charriage de la nappe au début du Sénonien, soit lors de déformations postérieures. Ces mêmes couches alimentent peut-être un filet de pétrole sombre, trouvé à l'entrée de Lattaquié.

A Tchenguène, 17^{km} au Sud-Ouest d'Alexandrette, suinte dans le haut d'une zone anticlinale miocène, faillée, un pétrole paraffineux, clair, d'après une analyse de M. H. Fillion, venant sans doute de la mollasse

même. A 10^{km} de là, les gabbros et serpentines du flanc du Kizil Dagh dégagent des hydrocarbures gazeux; il ne peut être précisé s'ils proviennent de la mollasse miocène, adossée au gabbros et serpentines, ou des formations crétacées sous-jacentes.

II. *La zone désertique orientale*, comprenant la Djezireh (ensemble des territoires situés entre le Tigre et l'Euphrate) et, sur la rive droite de l'Euphrate, le Djebel Bichri. Elle fait partie de la bordure du bassin irakien : ses sédiments sont les mêmes qu'en Irak, mais en général moins puissants.

La série stratigraphique ne se découvre que dans les rides du Djebel Abd el Aziz et du Djebel Sindjar et dans le Djebel Bichri. Dans ce dernier massif se sont manifestées, au Crétacé supérieur et au Tertiaire, de constantes transgressions, entraînant une sédimentation peu puissante et suivies de régressions. Au Djebel Abd el Aziz pointe, au milieu d'une série crétacée et tertiaire semblable, très réduite, le Primaire (Tournaisien, Dévonien ?). La puissance des sédiments s'accroît vers l'Est et le Nord-Est; elle est deux à trois fois plus puissante dans la large échancrure ouverte jusqu'à la base du Sénonien dans le Djebel Sindjar : celui-ci est donc plus proche des zones de subsidence.

Il existe des hydrocarbures, d'une part dans le Djebel Bichri occidental, sous forme de lentilles de grès bitumineux intercalées dans des calcaires crayeux et des grès burdigaliens, d'autre part sur le versant Nord du Djebel Sindjar, près de Jaffaria, où affleurent deux bancs de calcaires poreux éocènes imprégnés de bitume. Ces imprégnations semblent être les restes de gisements plus importants détruits par érosion. L'origine des hydrocarbures semble devoir être cherchée dans les marnes à Globigérines sénoniennes.

Dans cette zone subsistent plusieurs dômes, intacts ou non entamés jusqu'aux niveaux pétrolifères de l'Irak, et il peut y exister des accumulations de pétrole. Le plus vaste est le Karatchok Dagh, situé à l'extrême Nord-Est de la Syrie et qui s'étend sur 30^{km}; il n'est érodé que jusqu'à la base des Upper Fars. D'autres dômes, peu accusés, complètement couverts par les Lower Fars, enveloppent l'extrémité orientale du Djebel Sindjar; ce sont les dômes de Khatounié, du Djebel Tchembé, du Djebel Djibissa. Également dans le Djebel Bichri oriental paraissent exister quelques dômes complètement enveloppés par les Lower Fars; mais ils sont à peine fermés.

D'une manière générale, les hydrocarbures de la Syrie et du Liban

semblent avoir pour origine les formations sénoniennes, et plus particulièrement la base du Sénonien. Dans la région côtière méditerranéenne se sont formés surtout des asphaltes et des calcaires bitumineux, excepté à Tchenguène où se rencontre le seul suintement actif de pétrole. Dans la région désertique orientale peuvent exister des accumulations de pétrole; elles sont plus probables au Karatchok Dagh et aux alentours du Djebel Sindjar que dans le Djebel Bichri; mais elles accompagneraient des séries moins puissantes que celles des gisements irakiens.

PALÉONTOLOGIE. — *La valeur stratigraphique des Fusulinidés du Permien.* Note de M. **J. Gubler**, présentée par M. Douvillé.

Les calcaires anthracolitiques d'Extrême-Orient ont décelé d'abondantes faunes de Fusulinidés dont la valeur stratigraphique est encore discutée. Nous nous occuperons ici principalement des Fusulinidés du Permien et en particulier des deux problèmes stratigraphiques qu'ils soulèvent : dans quelle mesure ces Fusulinidés peuvent-ils, à eux seuls, caractériser des horizons distincts et quelle est leur répartition dans le Permien.

A trois reprises la faune permienne des Fusulinidés s'est indiscutablement enrichie de formes nouvelles, permettant de distinguer de bas en haut trois horizons : un premier niveau où apparaissent *Neoschwagerina craticulifera*, *Doliolina lepida* et *Verbeekina Verbeeki;* un deuxième niveau avec *Neoschwagerina Douvillei*, *N. Margaritæ*, *N. megasphærica* etc., enfin l'horizon de *N. multiseptata*. Il est possible, dans un Permien bien lité, comme celui récemment découvert en Tunisie, d'observer l'apparition successive des principales espèces de ces trois niveaux. Toutefois, lorsqu'on est en possession d'une seule espèce ou d'une seule association de Fusulinidés, il faut être prudent quant à son attribution à l'un ou l'autre de ces trois niveaux. C'est que d'une part survivent dans les niveaux élevés la plupart des espèces des niveaux inférieurs, d'autre part les associations de ces Foraminifères sont capricieuses, elles ne réunissent pas nécessairement en un seul point toutes les espèces vivant à ce moment. Ainsi j'ai pu observer au Cambodge, en suivant latéralement un même banc appartenant au niveau 3, qu'en un premier point cette couche renfermait toutes les espèces de cet horizon avec l'espèce type : *N. multiseptata*. En un deuxième point cette même couche ne renfermait plus que *N. Douvillei* ou *N. Margaritæ*, espèces qui caractérisent, lorsqu'elles sont

seules, non accompagnées de *N. multiseptata*, le niveau 2. Enfin une seule espèce banale comme *Verbeekina Verbeeki* peut, en un dernier point, former à elle seule le banc entier. Cette variation latérale dans les associations des Fusulines s'observe également dans le sens vertical, dans un ensemble de couches supérieures à la première apparition de *N. multiseptata*. Le jeu capricieux des associations des Fusulinidés, englobant, au sein d'un niveau supérieur, des îlots calcaires qui ne contiennent que les Fusulinidés d'un niveau inférieur, n'est pas un phénomène exceptionnel, mais la règle, partout où ces Foraminifères abondent.

Même en dehors de l'Indochine il convient d'être prudent dans l'attribution de ces associations à des niveaux déterminés, particulièrement, lorsque l'on a affaire à des calcaires anthracolitiques non lités, formant des massifs karstiques tel que celui du Bac Son au Tonkin. C'est précisément dans ce massif que M. J. Fromaget, dans une étude stratigraphique récente, a choisi les types de 4 des horizons de son échelle stratigraphique du Permien. Il s'est appuyé sur les déterminations de Mlle Colani faites sur des calcaires à Fusulines recueillis par M. Patte. Tout en conservant, en général, comme je l'ai indiqué plus haut, 3 des 4 horizons créés par M. Fromaget, je ne peux, pour le massif du Bac Son, retenir avec certitude que deux niveaux seulement. En effet, là comme ailleurs en Indochine, voire même au Yunnan, nous constatons que *N. craticulifera* reste cantonné dans un niveau inférieur et ne s'associe jamais aux autres Néoschwagerines des deux niveaux supérieurs ou des horizons 10 à 12 de M. Fromaget. Par contre, les associations qui caractérisent les horizons 10 et 11 sont susceptibles de n'être que des variations locales de la faune du niveau 12. C'est à une conclusion analogue que s'est également arrêtée Mlle Colani qui ne possédait pas à ce moment les arguments que nous a fournis l'étude des calcaires du Cambodge. En Chine, d'après les travaux de Huang, cette distinction de deux horizons n'est plus même possible du fait de la survivance de *N. craticulifera* jusque dans le niveau à *N. multiseptata*.

Examinons quelle est la répartition dans le Permien des 3 horizons à Fusulinidés que l'on peut distinguer dans le cas le plus favorable. Que le Permien débute avec l'apparition des genres cryptogènes *Doliolina*, *Verbeekina* et *Neoschwagerina* ou qu'on y adjoigne, comme le veut Lee, les couches à *Schwagerina princeps*, il est hors de doute que notre horizon 1 à *N. craticulifera* appartient à l'Artinskien. Certains auteurs ont admis que *Sumatrina Annæ* et *N. multiseptata* caractérisent le sommet du Permien.

Or, nous connaissons en Tunisie et en Chine au-dessus des dépôts qui renferment ces Fusulinidés de l'horizon 3 toute une série de couches fossilifères appartenant encore au Permien. De plus, le genre *Sumatrina* débute déjà dans l'Artinskien de Sosio. Il résulte de cette double considération que les formes les plus évoluées qui caractérisent les niveaux 2 et 3 ont apparu au Permien moyen au plus tard et ont dû disparaître avant la fin des temps permiens.

BOTANIQUE. — *L'acide cyanhydrique chez les Graminées :* Melica *et* Gynerium. Note de M. **Paul Guérin**, présentée par M. L. Mangin.

P. Fitschy (¹) a constaté, en 1906, chez les *Melica* et le *Gynerium argenteum* Nees, la présence d'acide cyanhydrique. D'après l'auteur, le *Melica altissima* L., cueilli à la fin du mois de juin, les *M. nutans* L., *M. uniflora* Retz. et *M. ciliata* L., récoltés à la fin de juillet, fourniraient respectivement, par kilogramme de plante fraîche, $0^g,154$, $0^g,182$, $0^g,070$, $0^g,101$ de ce principe. Le *Gynerium argenteum* Nees, roseau des Pampas, en donnerait $0^g,23$ à la fin du mois de juin.

Tout en confirmant, chez les Graminées en question, l'existence d'acide cyanhydrique, nos observations apportent quelques données nouvelles relatives à la répartition et à la teneur variable de cet acide dans les divers organes de ces plantes.

De nos trois espèces de *Melica* de la région parisienne, le *M. ciliata* L. se montre le plus riche en principe cyanhydrique avec $0^g,151$ à $0^g,306$ par kilogramme de feuilles. Le *M. nutans* L. et le *M. uniflora* Retz. offrent une proportion variant entre $0^g,10$ et $0^g,15$.

Ces chiffres s'éloignent assez sensiblement de ceux trouvés par Fitschy, surtout en ce qui concerne le *M. ciliata* L., et trouvent peut-être leur explication dans le fait que nos échantillons ont été récoltés en mai et dès le début de juin, tandis que ceux de Belgique ont été cueillis deux mois plus tard.

L'acide cyanhydrique existe également dans les épillets, en proportion plus élevée aussi chez le *M. ciliata* L. que dans les autres espèces, et qui se rapproche, chez les trois, de celle fournie par les feuilles.

Le fruit des *Melica* est totalement dépourvu de glucoside cyanogénétique,

---

(¹) *Bull. Acad. roy. de Belgique*, 8, 1906, p. 613-617.

mais, dès les premiers stades de la germination, les jeunes plantules n'ayant encore atteint que 1 à 2^{mm} provoquent déjà un rougissement bien marqué du papier picro-sodé.

L'acide cyanhydrique peut aussi être mis en évidence dans la portion rhizomateuse et les très fines racines des *Melica*.

Cueillies à la fin de juin, les feuilles du *Gynerium argenteum* Nees ont fourni à Fitschy, par kilogramme, $0^{g},23$ d'acide cyanhydrique. Nous n'avons observé, à la même époque, qu'une teneur de $0^{g},135$, voisine de celle de $0^{g},151$ constatée dans le courant de janvier. Cette proportion diminue notablement dans la suite et lorsque la plante fleurit, au début de septembre, les feuilles n'accusent plus que $0^{g},054$ à $0^{g},068$ d'acide cyanhydrique par kilogramme. En revanche, le taux est beaucoup plus élevé dans les inflorescences épanouies où il peut atteindre $0^{g},140$ à $0^{g},172$, et jusqu'à $0^{g},28$ chez les plus jeunes encore enveloppées dans leur gaine.

De nos observations poursuivies durant ces trois dernières années, il ressort donc que l'acide cyanhydrique se rencontre chez les *Melica*, non seulement dans les feuilles, où sa teneur est très variable, mais aussi dans les épillets. Les parties souterraines de ces plantes s'en trouvent elles-mêmes pourvues et si, chez ces Graminées, le fruit ne renferme pas de principe cyanhydrique, ce dernier apparaît dès les premiers stades de la germination.

Chez le *Gynerium argenteum* Nees, l'acide cyanhydrique disparaît en grande partie des feuilles, à l'arrivée de l'automne, pour atteindre un taux beaucoup plus élevé dans les magnifiques panicules, longues et plumeuses, qui, à cette époque de l'année, font l'ornementation de nos pelouses.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Le sucre de* Rivularia bullata.

Note de M. H. **Colin** et Mlle **J. Payen**, présentée par M. L. Mangin.

On sait peu de chose de la composition glucidique des Algues bleues. On n'en a retiré jusqu'alors ni alcool polyatomique, ni sucre d'aucune sorte. Elles n'ont pas d'amidon, mais les contenus cellulaires de certaines espèces présentent, sous l'action de l'iode, des colorations brunes qui pourraient faire penser au glycogène, ainsi que l'ont signalé de longue date Nägeli et Errera [1].

(1) *Le glycogène des végétaux*, Thèse, Bruxelles, 1882 (voir *Recueil de l'Institut Botanique*, **1**, 1906, p. 347).

Par voie chimique, le problème est difficilement abordable, en raison de la petite taille des Cyanophycées. Nous nous sommes appliqués, néanmoins, plusieurs années de suite, à réunir en quantité suffisante pour les analyses, *Rivularia bullata*, que nous trouvions à proximité du laboratoire maritime de Saint-Servan, au Fort National, aux rochers du Homet, à l'île de Cézembre. L'algue fraîche, ressuyée et triée, renferme à peine 5 à 6 pour 100 de matière sèche dont la moitié environ de cendres, riches en magnésium. Aussi vite que possible après la récolte, nous l'avons épuisée par l'alcool bouillant; l'alcool éliminé, il reste une boue verdâtre, neutre, qui se laisse assez facilement déféquer par l'acide phosphotungstique. La liqueur limpide, débarrassée par la baryte de l'excès de réactif, est nettement *dextrogyre*. Elle ne contient ni saccharose, ni sucre réducteur; à cet égard, les Cyanophycées, les Rivulaires du moins, sont à rapprocher des Floridées et des Phéophycées. L'essai à l'acide arsénieux, en vue de la recherche de la mannite, est négatif. Sous l'action des acides étendus ou de la glucosidase α, à l'exclusion de la galactosidase α, la rotation, tout en restant positive, diminue de plus des deux tiers; le milieu devient réducteur et donne les réactions du glucose.

L'ensemble de ces données laissait soupçonner la présence du tréhalose, mais l'obtenir à l'état cristallisé paraissait impossible; il n'y en a guère que 1 pour 100 dans l'algue sèche en regard de 50 parties de cendres. Nous y avons réussi, néanmoins, au prix de lourdes pertes de sucre; le magnésium a été précipité à l'état de phosphate trimagnésien et le chlorure de sodium éliminé, en partie, par cristallisation; la zéolithe plombique a achevé la déminéralisation du milieu qui n'a pas tardé à cristalliser. Les cristaux obtenus, dont quelques-uns assez beaux pour que M. Gaudefroy en ait pu mesurer les angles, ont tous les caractères de ceux du tréhalose : prismes orthorhombiques, à biréfringence faible et positive, saveur sucrée, ramollissement vers 100°, $[\alpha_D] = +177°$ en solution aqueuse. Le sucre des Rivulaires est donc bien le tréhalose, si fréquent chez les champignons, comme l'insinue son ancien nom de mycose, identifié déjà chez quelques Floridées, *Lemanea nodosa* et *Sacheria fucina* [1]. Cette convergence est à noter entre deux groupes d'algues qui ont en commun, à doses variables, deux pigments, la phycocyanine et la phycoérythrine.

Le thalle des Rivulaires, préalablement épuisé par l'alcool, abandonne à l'eau bouillante une matière mucilagineuse qui provient principalement de la désagrégation de la gaine et paraît tenir des pectines plus que de la

---

[1] H. Colin et J. Augier, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 423.

gélose ou de l'algine. Elle se colore à peine par l'iode, alors que le trichome, les hétérocystes surtout, prennent une teinte brune, plus ou moins foncée suivant la concentration de l'iode dans le réactif, et cela, même après plusieurs épuisements successifs à l'eau chaude.

La solution de gomme est franchement *dextrogyre* et se convertit, par hydrolyse (SO^4H^2 2 pour 100, 120°, 1h), en produits réducteurs qui, même à froid, colorent en rouge vineux l'orcine chlorhydrique et dont le pouvoir rotatoire global, *p* étant évalué en glucose, par réduction, est voisin de 60°. L'hydrolysat donne très nettement l'osazone de l'arabinose et celle du glucose. Il renferme, de plus, des composés uroniques qui, à l'état de sels barytiques, se laissent précipiter par l'alcool fort et réduisent assez rapidement à froid, la liqueur de Fehling. Traitée à chaud par l'acide clorhydrique à 16 pour 100, la matière gommeuse des Rivulaires livre de l'acide carbonique à raison de 5 pour 100 de son poids, le quart environ de ce qu'en dégage, dans les mêmes conditions, un acide uronique pur.

PHYSIQUE VÉGÉTALE. — *Influence inhibitrice du radium sur la croissance des radicelles de* Lens esculenta *Moench : modifications de la dose empêchante minima sous l'influence d'ions favorisants.* Note [1] de MM. **A.** et **R. Sartory, J. Meyer** et **Ernst.**

Ayant constaté que le sodium ne modifie que très peu l'effet nocif du radium sur la cellule végétale, nous avons continué nos recherches avec d'autres sels. Nous donnons ci-dessous les résultats obtenus au moyen de l'ion *Strontium* et des autres ions en suivant l'ordre des effets croissants de radiosensibilisation pour ces différents ions. La concentration optima permettant la croissance normale des radicelles a été fixée pour cet ion employé sous forme de nitrate de strontium à 0,217 pour 100 (solution isotonique au 1/10e).

Les valeurs mitotiques obtenues en appliquant notre D. E. M. sont exprimées dans le tableau suivant en même temps que les valeurs mitotiques témoins résultant de radicelles germées dans l'eau distillée et irradiées avec la D. E. M.

---

(1) Séance du 15 janvier 1934.

Heures.	Valeur témoin non irradié.	Valeur témoin D. E. M.					Valeur mitotique Strontium.				
		1er j.	2e j.	3e j.	4e j.	5e j.	1er j.	2e j.	3e j.	4e j.	5e j.
8...	5,8	–	6,2	4	3,2	1,8	–	4	4,8	3	2
10...	10	–	6	6	3,5	1,5	–	6	5,4	3,5	2
12...	18	7,2	6,5	4,8	4,8	0	11,8	6,8	6	2,5	2
14...	12,5	10,8	7,3	6,5	3,2	0	6,5	6,2	6,5	4	1
16...	9,5	6	6,5	3,2	0	0	4,5	5,5	5,2	3,4	1,2
18...	8,6	4,3	4,4	3	1	0	4,2	4	4,8	3	0
20...	7,2	2,8	3,2	2,8	0,5	0	3,6	3,5	2,5	1,5	0

La courbe exprimant ces résultats microscopiques suit le même tracé que la courbe témoin. Les contrôles macroscopiques effectués par culture des radicelles irradiées dans des tubes de *Borrel* confirment ces résultats et prouvent que la croissance des radicelles primaires cesse à partir du cinquième jour sans production de radicelles secondaires au bout de 15 jours. Le strontium n'exerce donc pas vis-à-vis de l'effet toxique des rayons du radium sur la cellule végétale une action inhibitrice ou sensibilisatrice et nous le considérons comme ion neutre par rapport à l'effet du radium sur la cellule végétale.

Poursuivant ces recherches, nous avons employé deux sels dont l'action s'est montrée nettement sensibilisante : les expériences ont été faites dans les mêmes conditions en employant l'ion *Zinc* sous forme de sulfate de zinc à la concentration d'une solution isotonique (2,34) au 1/5e et l'ion *Cuivre* sous forme de sulfate de cuivre à la concentration d'une solution isotonique (4,197) au 1/75e. Nous exprimons dans le tableau suivant les valeurs mitotiques obtenues en appliquant notre D. E. M. Les valeurs témoins pour les radicelles non irradiées et irradiées (eau distillée) se trouvent dans le tableau précédent.

Heures.	Valeur mitotique Zinc.					Valeur mitotique Cuivre.				
	1er j.	2e j.	3e j.	4e j.	5e j.	1er j.	2e j.	3e j.	4e j.	5e j.
8..........	–	1,2	1	0,8	0	–	3,5	2,5	2	1
10..........	–	4	3,3	2	0,5	–	6	3	3	2
12..........	6,5	4,2	3,8	2,5	0	8	6,5	4,5	3,5	2,5
14..........	6	3,3	3,4	2	0	10,5	6	3,5	3,5	1
16..........	1,8	2,5	3	1	0	6,3	5	4	2,2	0,5
18..........	2	2	1,4	0	0	6	4,2	3,8	2	0
20..........	1	1	0,4	0	0	4,8	3	2	1,5	0

Les courbes qui résultent de l'examen microscopique des coupes histologiques montrent donc des maxima très bas : 6,5 pour le zinc, 10,5 pour

le cuivre au premier jour; 4,2 et 6,5 pour le deuxième; 3,8 et 4,5 pour le troisième; 2,5 et 3,5 pour le quatrième. Après avoir longé l'abscisse, elles finissent pratiquement le soir du quatrième jour et restent constamment au-dessous de la courbe témoin irradié. Les examens de contrôle effectués dans les tubes de *Borrel* d'une part, l'étude histologique avec colorations spéciales d'autre part, nous ont confirmé ces résultats.

Le zinc et le cuivre renforcent donc l'action destructive du radium sur la cellule végétale et l'effet combiné des deux facteurs occasionne des modifications autant protoplasmiques que nucléaires.

Nous avons ensuite jugé utile d'examiner l'effet produit par le mélange d'un ion favorable et d'un ion antagoniste, tels que cuivre et magnésium.

Des expériences préliminaires ont prouvé qu'il fallait employer pour une poussée normale des radicelles un mélange de 100$^{cm^3}$ d'une solution isotonique diluée au 1/5e de sulfate de magnésie et de 4 gouttes d'une solution isotonique de sulfate de cuivre diluée au 1/75e.

Les conditions expérimentales restaient les mêmes. Le tableau qui suit exprime les résultats obtenus pour les courbes du magnésium, du cuivre employés séparément et la courbe de valeur mitotique résultant de l'irradiation de radicelles germées dans le mélange magnésium + cuivre :

	Valeur mitotique Mg.				Valeur mitotique Cu.				Valeur mitotique Mg + Cu.				
Hres.	1er j.	2e j.	3e j.	4e j.	1er j.	2e j.	3e j.	4e j.	1er j.	2e j.	3e j.	4e j.	5e j.
8...	–	9,5	9	9	–	3,5	2,5	2	–	3,8	3,5	3,5	2,5
10...	–	12,5	10	10	–	6	3	3	–	5	4,2	4	4
12...	13,5	14	13,5	13,5	8	6,5	4,5	3,5	7,6	6,2	6	5,2	4,2
14...	17	12	13,5	12	10,5	6	3,5	3,5	7,2	4,4	5,5	4	3
16...	11,5	11	12	10,5	6,3	5,0	4	2,2	5,8	4,2	4,5	3,5	1
18...	10	9	10,5	9,5	6	4,2	3,8	2	4,5	3	4,8	2,5	0
20...	9	8,5	9,0	8	4,8	3	2	1,5	2,2	2	4	2	0

Quant à cette nouvelle courbe elle penche nettement du côté de la courbe du cuivre employé seul; elle débute même les deux premiers jours avec des valeurs inférieures. Les valeurs du 4e jour permettent facilement de juger : alors que le maximum à 12^h pour le magnésium est de 13,5, pour le cuivre de 3,5, celui du mélange magnésium + cuivre n'est plus que de 5,2.

Le résultat microscopique et les expériences de contrôle en tubes de *Borrel* prouvent que l'effet d'un ion radiosensibilisant dans des proportions moléculaires déterminées pour chaque expérience est beaucoup plus accusé que celui de l'ion antagoniste.

PHYSIQUE VÉGÉTALE. — *Le rôle joué par la matière grasse contenue dans les farines.* Note de MM. **André Kling**, **J. Froidevaux** et **Félix Dubois**, présentée par M. L. Blaringhem.

Une étude que nous poursuivons, depuis plusieurs années, en vue d'élucider le mécanisme suivant lequel certains produits, dits améliorants, agissent sur les farines pour en modifier les propriétés boulangères, nous a logiquement conduits à rechercher quels sont les facteurs dont dépendent les valeurs des caractéristiques P, G, W, obtenues au moyen de l'extensimètre de M. Chopin. Les matériaux et l'appareil nous ont été gracieusement fournis par les Grands Moulins de Paris.

La proportion de gluten, sa qualité, ainsi que l'état particulier sous lequel il se présente, au point de vue colloïdal, constituent autant de facteurs qui influent sur la valeur de la pression caractéristique d'une farine. A côté de ces facteurs il en est un qui, dans une très large mesure, conditionne la valeur de cette pression, c'est la matière grasse, élément constitutif des farines auquel, jusqu'ici, on n'avait attaché aucune importance parce qu'il ne figurait, dans leur composition, qu'à des taux très faibles (de l'ordre de grandeur du 1/100e). En effet, si l'on soumet une farine quelconque à des dégraissages répétés, on constate que la pression extensimétrique des produits de ces dégraissages successifs s'élève progressivement.

Ces dégraissages ne peuvent être effectués avec des solvants quelconques, l'alcool dissout mal les graisses et, par contre, enlève aux farines des principes azotés solubles, il ne convient donc pas pour les effectuer, pas plus que l'éther, surtout s'il renferme du peroxyde d'éthyle provenant de son oxydation. Par contre, l'éther de pétrole (bouillant sans laisser trace de résidus au-dessous de 70°), utilisé à froid, représente le solvant de choix, car il ne dissout que les matières grasses et n'altère en quoi que ce soit les propriétés des autres éléments constitutifs des farines. Pour vérifier ce fait, nous avons épuisé totalement plusieurs farines, par lavages réitérés avec cet éther de pétrole puis, ayant ainsi séparé les matières grasses, nous les avons réincorporées, au moyen d'éther de pétrole, dans les farines dégraissées qui, après évaporation du solvant, nous ont donné les mêmes résultats extensimétriques et analytiques que les farines initiales. C'est donc bien uniquement à la diminution du taux de matière grasse qui en imprègne les éléments que les farines traitées par nous ont vu s'accroître les valeurs de leurs pressions.

En outre, ayant établi une statistique, qui a porté sur un grand nombre d'échantillons de farines, au même degré d'extraction, nous avons constaté, qu'en général, les pressions extensimétriques des farines sont d'autant plus élevées que le rapport (gluten/matières grasses) est lui-même plus grand. Enfin, en comparant les farines exotiques et les farines pays, on constate que les premières, qui ont les pressions les plus fortes, ont un rapport (gluten/matières grasses) plus élevé que les secondes.

Nous avons pensé que l'influence déprimante, exercée par la matière grasse des farines sur la valeur de la pression, pouvait être attribuable au fait que cette matière, étant étalée sous forme de film mince, à la surface des éléments cellulaires des farines, s'opposait plus ou moins efficacement, au moment du pétrissage, au mouillage de ces derniers et à leur imbibition.

Afin de vérifier la validité de cette hypothèse, nous avons agi successivement sur le liquide de pétrissage et sur la matière grasse de la farine, en vue de provoquer une chute de la tension interfaciale prenant naissance au contact de la matière grasse et de l'eau; puis nous avons recherché l'influence que pouvait avoir cette chute sur la valeur de la pression.

Au liquide de pétrissage (eau salée 2,5 pour 100), nous avons donc ajouté des produits dits mouillants (savon, sulfonate L, etc.). Nous avons constaté que ces additions déterminaient un accroissement notable de pression subi par les pâtes. D'autre part, sur des farines étalées en couche mince, nous avons pulvérisé des solutions obtenues en dissolvant, dans l'éther de pétrole, des acides gras divers (en particulier ceux extraits de l'huile de farine), ou encore des stérols. Nous avons, par ce moyen, provoqué une augmentation de valeur de la pression; de médiocre importance lorsque le liquide de pétrissage était constitué par de l'eau distillée, cette augmentation s'accentuait lorsqu'à cette dernière on substituait de l'eau de fontaine (degré hydrotimétrique 20) d'un pH un peu supérieur à 7, et encore bien davantage lorsque le pétrissage était pratiqué à l'aide de solutions étendues de bicarbonates, ou de carbonates, alcalins et surtout d'alcalis caustiques.

Ces résultats prouvent nettement que, dans les essais relatés ci-dessus, c'est bien à la faveur d'une réduction de tension interfaciale, entre la matière grasse imprégnant les éléments cellulaires des farines et le liquide utilisé pour le pétrissage, que ce liquide devient plus apte à mouiller les éléments solides de la farine, aptitude qui se traduit par un accroissement de pression de la pâte.

De nos observations, il résulte enfin que, dans les farines fraîchement moulues, la matière grasse se montre relativement inerte vis-à-vis de l'eau,

mais qu'à mesure que se produit la maturation, puis le vieillissement des farines, des acides gras y prenant naissance y constituent des centres actifs vis-à-vis de l'eau, surtout de l'eau de pH supérieur à 7; aussi la tension interfaciale matière grasse/eau s'abaisse-t-elle en même temps que la pression des farines s'accroît progressivement. Nous avons reconnu qu'entre deux farines identiques, dont l'une a été conservée à l'air et l'autre a été désaérée par le vide, puis conservée en présence d'une atmosphère d'azote, il se manifeste une différence très nette, au profit de la farine maintenue en milieu oxydant car, pour cette dernière, la pression de la pâte obtenue par son pétrissage croît plus rapidement que la pression de la pâte fournie par la farine conservée dans l'azote.

PATHOLOGIE VÉGÉTALE. — *La phthiriose du caféier.* Note de MM. **A. Maublanc** et **Roger**, présentée par M. P. Viala.

Le laboratoire de pathologie végétale de l'Institut national d'Agronomie coloniale a reçu à plusieurs reprises de M. Pascalet et de M. Aubert des échantillons de caféier attaqués par une maladie des racines qui a causé des dégâts assez importants au Cameroun, notamment dans la région de Dschang.

Cette maladie, dont les symptômes ne diffèrent pas de ceux des affections généralisées de l'appareil radiculaire, telles que les pourridiés, est en tout point identique à celle qui, observée dans les colonies anglaises de l'Ouganda et du Kenyia, est attribuée à *Polyporus Coffeæ* Wak. Sa caractéristique essentielle réside dans la présence autour des racines de manchons mycéliens brun foncé, souples, plus ou moins mamelonnés à la surface, non adhérents aux tissus radiculaires qu'ils ne pénètrent pas; sous ces manchons vivent des cochenilles du genre *Pseudococcus*, comme l'ont reconnu les pathologistes des colonies anglaises et comme nous pouvons le confirmer.

Miss Wakefield, étudiant les premiers échantillons recueillis par Small dans l'Ouganda, a décrit le Champignon sous le nom de *Polyporus Coffeæ* et lui a attribué d'une part des conidies nées sur le mycélium des manchons, d'autre part des carpophores développés à la base des troncs. Nous avons facilement retrouvé les conidies très caractéristiques de ce champignon : arrondies, brunes, verruqueuses et munies d'un prolongement basilaire en forme de manche court et hyalin, et nous avons été frappés de la ressemblance de ces organes avec les fructifications du *Bornetina Corium* Mang.

et Viala, agent de la phthiriose de la Vigne en Palestine. L'analogie est complète, aussi bien dans le mode de vie que dans la structure anatomique, fait que Reichert a déjà signalé dans une étude sur les maladies des racines de Vigne en Palestine et que nous pouvons confirmer grâce à l'examen d'échantillons de *Bornetina* dus à l'obligeance de M. Viala. Il est même possible que, dans les deux cas, il s'agisse d'une même espèce de Champignon; les différences entre la forme de Caféier et celle de la Vigne sont en effet très faibles et peuvent peut-être s'expliquer par des conditions d'évolution : ainsi sur Caféier les manchons mycéliens sont plus souples et n'englobent pas de particules sableuses comme dans la Vigne; les conidies sont un peu plus petites dans le premier cas que dans le second. La comparaison de cultures des deux Champignons et des essais de contamination pourraient seuls démontrer ou infirmer leur identité, expériences qu'il ne nous a pas été possible d'effectuer jusqu'ici.

Dans les deux cas l'affection première est due aux cochenilles; le Champignon, entièrement superficiel, n'est nullement parasite de la plante et, comme l'ont montré MM. Mangin et Viala, vit en saprophyte aux dépens des liquides sucrés sécrétés par la cochenille ou exsudant des racines attaquées.

Quant aux carpophores décrits par Miss Wakefield, ils ne paraissent pas avoir été retrouvés et leur relation avec le *Bornetina* nous semble peu probable : si en effet le *Bornetina* est certainement la forme conidienne d'un Basidiomycète, peut-être voisin des *Septobasidium* comme l'a suggéré Patouillard, il est bien peu vraisemblable qu'il se rattache à un Polypore lignicole, dont le mode de vie ne rappelle en rien celui d'une espèce commensale de cochenilles. Il est plus rationnel d'admettre que les carpophores du *Polyporus Coffeæ* se sont développés sur le tronc de Caféiers morts sous l'action combiné des piqûres des cochenilles et de l'asphyxie causée par le manchon mycélien.

Dans le cas de la Vigne, MM. Mangin et Viala admettent que la phthiriose est en relation avec la nature sablonneuse du sol et la sécheresse du climat de Palestine, conditions qui déterminent l'exode sur les racines de cochenilles (*Dactylopius vitis*) normalement aériennes. La découverte d'une phthiriose du Caféier sous un climat tropical, chaud et humide, ne permet pas de généraliser ces conclusions; il faut admettre que les affections de ce type, peut-être plus répandues qu'on ne le croit, peuvent se développer dans des conditions variées de sol et de climat, sans doute dans tous les cas où des cochenilles vivent sur les racines des plantes ligneuses. De nouvelles observatious sont indispensables pour déterminer la biologie de ces insectes et définir les conditions écologiques qui en déterminent l'exode sur les racines.

ZOOLOGIE. — *L'âge où les oiseaux peuvent émigrer.* Note de M. **Marcel Baudouin**, présentée par M. Charles Richet.

Nous avons eu l'occasion, pendant les grands froids de l'hiver dernier, d'observer quatre oiseaux, deux grands, un petit et un quatrième de grandeur moyenne, qui nous ont fourni par leur âge des données *précises* sur l'époque de leur naissance, car ils avaient été bagués dans diverses stations ornithologiques de l'étranger et tués en Vendée pendant le mois de décembre 1933.

Ces repères de baguages et de prises vont nous permettre d'établir l'âge où les oiseaux de différentes tailles peuvent effectuer leur première migration, phénomène mystérieux, important à bien déterminer.

Les deux premiers sont des Cormorans (*Phalacrocorax Carbo* subcormoranus), dits Grands Cormorans.

1° L'un deux, capturé en *duvet*, le 21 juillet 1932, à Lekkerkek, province du sud de la Hollande, par le Muséum d'Histoire naturelle de Leyde, très jeune, fut bagué le même jour sous le n° 118242. Cet oiseau a été pris au début de février 1933, comme je l'ai signalé à la station de baguage. Préparé au formol d'abord, pendant un mois, à Croix-de-Vie (Vendée), où il m'avait été apporté, tué par le mazout qui couvre l'Océan sur nos côtes, il fut enfoui au pied d'un arbre, pour des expériences spéciales, le 26 mars 1933. Déterré le 22 août 1933, après un séjour en terre de cinq mois seulement, il fournit un squelette complet admirablement préparé par l'action des radicelles émanées du vieux fusain (*Evonymus europæus* L.).

Ce squelette a permis d'étudier les os et de constater qu'ils étaient bien *adultes*. Toutes les épiphyses étaient soudées intimement aux diaphyses sans exception; le tissu osseux est d'ailleurs très dense, malgré la mort à l'âge de 10 mois seulement (humérus pesant 9^{g}). Il en résulte que, quand arriva la première saison d'automne, après celle de printemps où l'oiseau était né, le volatile était déjà, à l'âge de 6 mois, en état — au point de vue des os — d'entreprendre une migration qui le porta de janvier à février 1933 à plus de 700^{km} de son point de départ. Il n'avait alors que 8 mois.

2° Le 6 décembre 1933 un chasseur tua dans les marais salants de Croix-de-Vie un autre grand cormoran, bagué. Cette bague portait le n° 118.345, et indication du même Institut de baguage. Prévenu, celui-ci

nous avisa qu'il s'agissait d'un cormoran, bagué à Lekkerkek également, mais le 25 mai 1933, c'est-à-dire un an plus tard, et en duvet également.

Cette seconde observation, au point de vue des dates (l'oiseau conservé au formol n'a pas encore été disséqué), est encore plus nette que la précédente et démontre, de façon péremptoire, que le cormoran *émigre* à l'âge de moins de 10 mois, puisque, à supposer que cet oiseau ne soit né qu'en avril 1933, cela ne lui donnerait que 8 mois à sa prise, fin novembre 1934.

3° Un étourneau (*Sturnus vulgaris*, Star), bagué jeune, le 16 mai 1933, au nid, à Liéberwolk, a été pris commune de la Boissière-des-Landes (Vendée), le 15 décembre 1933, c'est-à-dire environ à 7 mois après sa naissance.

Il a donc pu émigrer de très bonne heure, quoique d'assez petite taille, tout comme les Cormorans, au premier équinoxe d'automne ayant suivi sa naissance. L'Étourneau est donc adulte également à 6 mois.

4° Un oiseau de taille moyenne, un Goéland cendré (*Larus canus*), a été aussi bagué jeune, au nid, sur l'île de Malon, dans le Fjord de Kungsbaeka, à 40^{km} au sud de Göteborg, le 2 juillet 1933. Or il a été repris à Saint-Gilles-sur-Vie (Vendée), au milieu de décembre 1933 ! Ce Goéland, né très tard, a donc pu traverser une partie de l'Europe, à peine âgé de 6 mois.

Le résultat est ici encore plus net que dans les trois faits qui précèdent.

Et il résulte de ces observations que les oiseaux peuvent émigrer dès 6 mois après leur naissance et qu'à cet âge-là ils sont déjà adultes.

De plus, ces faits prouvent que, comme pour le *Vanellus Vanellus* (*ex cristatus*), ils se dirigent toujours vers l'Ouest ou le Sud-Ouest, poussés par les grands vents d'Est et de Nord-Est, qui règnent en décembre sur l'Europe centrale.

Ils atteignent tous les côtes de l'Océan pour se diriger ensuite, par le littoral du Portugal et le détroit de Gibraltar, vers le Maroc, quand ils ne s'arrêtent pas en route.

Et jamais l'oiseau, malgré les vents d'Est, ne se lance sur l'Ouest ! Il incline toujours au Sud-Est (surtout le Vanneau), qu'on retrouve, bagué, au Maroc, à 8 mois d'âge seulement (un cas).

PHYSIOLOGIE. — *Avitaminose A et utilisation des lipides.* Note de Mme **Lucie Randoin** et M. **Roger Netter**, présentée par M. A. Desgrez.

Existe-t-il une relation entre l'évolution de l'avitaminose A et la nature ou les proportions des lipides du régime alimentaire?

On sait que la découverte du facteur liposoluble A est née de cette constatation que les diverses graisses naturelles ont une valeur biologique nettement différente : dans la partie insaponifiable existe ou n'existe pas un principe nécessaire à la vie (vitamine A) agisssant à des doses minimes. Ce principe jouerait-il un rôle dans l'utilisation des substances lipidiques, auxquelles, dans la nature, il est constamment associé?

D'après Drummond [1], les symptômes de l'avitaminose A n'ont pas de rapport avec la teneur en lipides du régime, et le facteur A n'agit pas sur l'absorption des graisses. Simonnet [2] prouva que l'avitaminose A se produit, chez le Rat, même si le régime de base est totalement dépourvu de graisses. Et Mlle Émerique [3] confirma que l'utilisation du facteur A ne paraît pas influencée par la teneur en lipides de la ration. Mais l'huile de coton *hydrogénée* utilisée par Drummond, l'huile d'arachide *chauffée dans un courant d'air* employée par Javillier et Mlle Emerique, sont-elles biologiquement équivalentes à une *graisse animale naturelle* dépourvue de vitamine A, telle que le saindoux? — Nous avons voulu savoir : 1° si le saindoux était vraiment dépourvu de vitamine A (l'accord n'étant pas absolu sur ce point); 2° si le saindoux, administré à doses variables, pouvait modifier l'évolution de l'avitaminose A. Nous avons constaté d'abord que, ni le saindoux, ni son insaponifiable, ne donnent, avec le chlorure d'antimoine en solution chloroformique, la coloration bleue caractéristique du facteur A (réaction de Carr et Price).

Les essais biologiques ont été effectués avec *huit lots de jeunes Rats de* 30^g soumis aux quatre régimes suivants, complétés ou non par 4 U. I. de vitamine D par animal et par jour (0^mg,0004 d'ergostérol-irradié-étalon).

Résultats et conclusions. — Le graphique ci-après montre nettement que la croissance de tous les animaux a cessé du 50e au 70e jour d'expérience. Dans tous les lots, les Rats ont présenté de graves lésions de xérophtalmie et la mort s'est produite vers la fin du troisième mois :

---

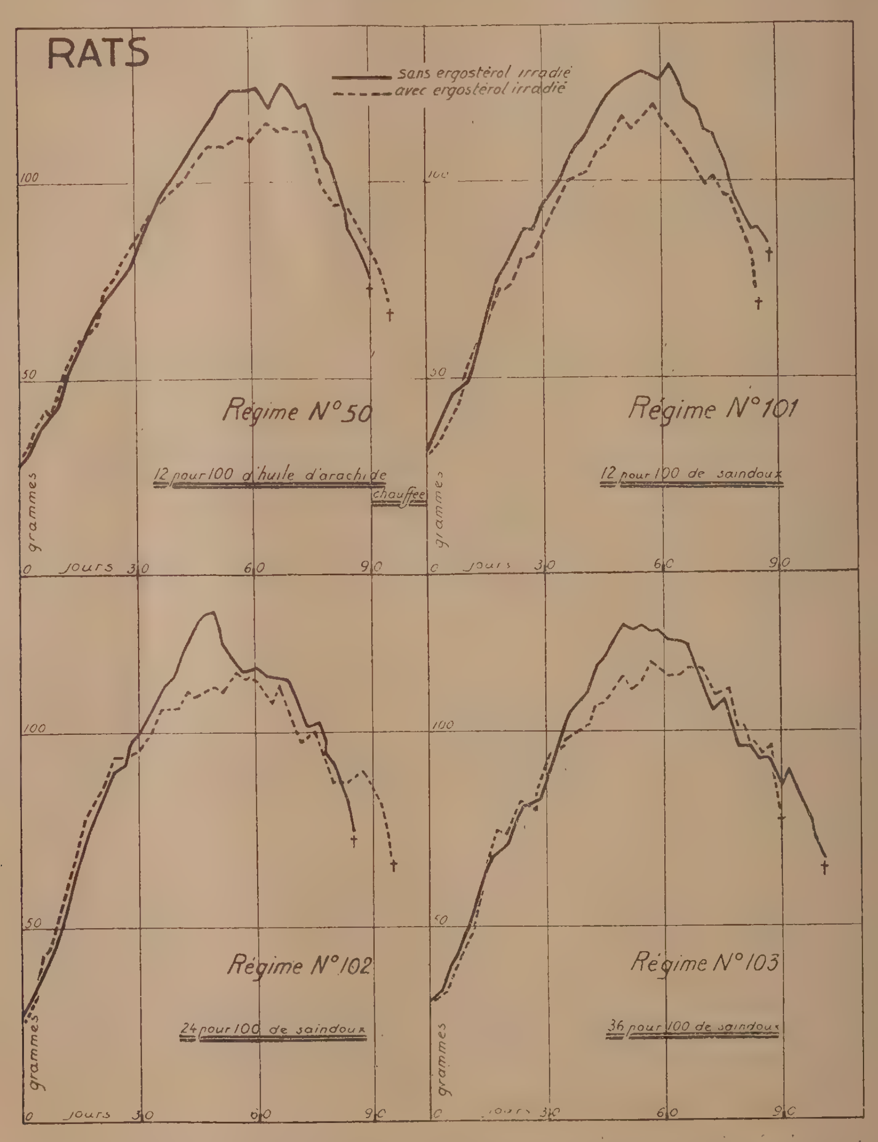
(1) J. C. Drummond, *Biochem. Journ.*, 13, 1919, p. 95.

(2) H. Simonnet, *Thèse de Doctorat ès Sciences*, 1925, Paris.

(3) Mlle L. Emerique, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 14, 1932, p. 305-312.

1° le saindoux usuel ne renferme donc pas de vitamine A;

2° l'addition supplémentaire d'une faible dose de vitamine D ne produit aucun effet améliorant sur les symptômes de l'avitaminose A;



3° en l'absence de vitamine A, les variations que l'on fait subir aux proportions des lipides alimentaires, *même s'il s'agit de lipides naturels et*

d'origine animale, ne semblent pas pouvoir s'opposer aux profondes altérations des lipides tissulaires constatées au cours de l'avitaminose A.

Contrairement à ce que l'on peut réaliser, au moins partiellement, dans l'avitaminose B, il paraît assez difficile d'entraver l'éclosion des accidents de l'avitaminose A autrement que par l'administration, à dose convenable, de substances spécifiques.

	Numéros des régimes.			
	N° 50.	N° 101.	N° 102.	N° 103.
Peptone de muscle	17	17	17	17
Levure de bière sèche (source de vitamines B)	3,5	3,5	3,5	3,5
Dextrine	63,5	63,5	51,5	39,5
Huile d'arachide chauffée dans un courant d'air	12	–	–	–
Saindoux (simplement filtré à 40°)	–	12	24	36
Mélange salin (Osborne et Mendel)	4	4	4	4

Le régime 101 diffère de notre régime habituel RS n° 50 [1] par la substitution, à l'huile chauffée, d'un poids égal de saindoux. Dans les régimes 102 et 103, la proportion de saindoux est augmentée aux dépens de la dextrine.

BIOLOGIE. — *Influence des vitamines A et D sur les réactions humorales dans la tuberculose humaine*. Note de MM. **J. Donato**, **R. Jacquot** et **H. Penau**, présentée par M. Achard.

A la suite de très nombreuses recherches (Osborne et Mendel, Mac Carrison) on sait que les animaux carencés en vitamine A sont rapidement atteints d'infections : kystes sublinguaux, broncho-pneumonies, entérites, lithiases vésicales et rénales, provoquées par une modification primitive et profonde des épithéliums (Wolbach et Howe) qui se kératinisent et deviennent rapidement le siège de formations secondaires infectantes.

De son côté Von Euler a démontré le rôle antiinfectieux du carotène chez le Rat inoculé par le *Bacterium hemo-septicum* : ces recherches portant sur l'animal ont été extrapolées avec succès, dans certains cas, à la thérapeutique humaine par Green et Mellanby, par Barnett et Sure. Enfin les travaux de Mouriquand et de Busson ont d'autre part attiré l'attention sur l'importance de la vitamine A dans la croissance de l'enfant en bas âge et jeune.

En ce qui concerne la vitamine antirachitique D, les recherches intéres-

(1) Mme L. Randoin et R. Netter, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 15, 1933, p. 706 et 944.

M. L...			
Dates.	S. Fl.	Calc.	Chol.
10– 2–31	48	80	1,40
24– 7–31	18,5	92	1,50
10– 9–31	15	95	1,62
24–10–31	7,5	114	1,90
27–11–31	12,5	104	1,75
16– 1–32	10,5	112	1,80
23– 2–32	10	104	1,75
5– 4–32	9,5	106	1,59
3– 5–32	21,5	114	1,65
2– 6–32	7	118	2,03
2– 7–32	10,5	109	1,53
4–10–32	17	89	1,69
18–11–32	25	105	1,75
29–12–32	22,5	117	1,68
20– 1–33	12	105	1,83
9– 2–33	19,5	107	2,73
9– 3–33	19	104	1,85
25– 3–33	21	126	1,55
28– 4–33	8	124	1,88
9– 8–33	5,4	102	1,70
6–10–33	20,5	105	1,47
3–11–33	11	107	1,75
30–12–33	7	111	1,69
5– 1–34	9,5	106	1,50

G. C...			
Dates.	S. Fl.	Calc.	Chol.
23– 6–31	103	81	1,45
24– 7–31	113	92	1,55
28– 8–31	26,5	110	1,50
24–10–31	3	110	1,96
4–12–31	13,5	118	1,95
7– 1–32	1,5	115	1,80
27– 9–32	16	105	1,05
21–10–32	20	113	1,83
2–11–32	12	117	1,87
1–12–32	22	123	1,98
15–12–32	15,5	119	1,87
18– 1–33	4	114	2,42
16– 2–33	8	118	2,20
23– 3–33	6	121	2,15
4– 5–33	15,5	120	2,59
8– 6–33	9	122	2,40
16– 8–33	6	124	2
26–10–33	8	119	1,98
21–12–33	5	125	2,30

J...			
Dates.	S. Fl.	Calc.	Chol.
30– 6–31	56	79	1,35
31– 7–31	39,5	80	1,40
6– 8–31	43	81	1,42
3– 9–31	35	86	1,60
27–11–31	10	96	1,8
23– 1–32	8,5	118	1,66
25– 2–32	15	124	1,51
7– 4–32	20	84	1,65
28– 4–32	15	92	1,72
3– 5–32	23	96	1,75
11– 7–32	2,5	110	1,68
10– 9–32	15	108	1,75
25–10–32	16	116	1,80
18–11–32	10	113	1,96
27–12–32	12	111	1,80
19– 1–33	18	109	2,27
28– 1–33	15	110	2,10
14– 4–33	5	119	1,97
1– 6–33	5	114	2
17– 8–33	7	113	2,17
12–10–33	4	111	1,84
9–11–33	6	116	1,98
5–12–33	5	113	1,96

E. T...				
Dates.	S. Fl.	Calc.	Chol.	Phosph
29–10–31	21	100	1,5	95
5–11–31	19	104	1,7	—
4–12–31	23	108	1,80	
16– 1–32	20	106	1,75	105
25– 2–32	21	111	2,08	—
14– 3–32	16	113	1,85	108*
		—		164**
12– 4–32	26,5	103	1,58	—
3– 5–32	16	109	1,63	117
2– 6–32	19,5	115	2,15	—
2– 7–32	6,5	116	2,11	121
7–10–32	24	118	1,95	131
4– 1–33	25,5	115	1,47	127
22– 2–33	11	119	2,24	
23– 3–33	14	101	1,97	133
20– 4–33	8,5	108	2,23	—
4– 5–33	7	113	2,26	
6– 7–33	2	116	2,31	
12–10–33	4	114	2	
5–11–33	17	116	2,03	135
14–12–33	12	118	2	137

* Sérum. ** Sang total.

santes de Levaditi et Li-Yuan-Po leur ont permis de démontrer que l'ergostérol irradié administré, *per os*, à des animaux porteurs de lésions tuberculeuses à évolution lente, augmente dans une proportion considérable la calcification de ces lésions; cette calcification ayant pour siège le cytoplasme des éléments cellulaires bacillifères. De leur côté, par voie chimique, Simonnet et Tanret ont confirmé cette action chez le Lapin tuberculisé soumis à des injections intraveineuses d'ergostérol irradié.

Étant donné ce qu'on sait du rôle calcifiant joué par cette vitamine dans le rachitisme, la tétanie infantile, l'ostéomalacie, étant donnés d'autre part les résultats obtenus autrefois par l'huile de foie de morue en tuberculose pulmonaire humaine, encore que celle-ci soit relativement pauvre en vitamine D, il nous a paru intéressant de rechercher comment se comporterait le sang des tuberculeux auxquels aurait été administré par voie intramusculaire, en solution huileuse, le mélange carotène-vitamine D.

Les recherches de laboratoire ont porté sur les déterminations dans le sérum sanguin des tuberculeux : de la cholestérine, du calcium, de la séro-floculation de Vernes.

Les résultats de ces recherches portant sur quarante malades ont été consignés dans des tableaux dont nous reproduisons quelques-uns ci-contre. L'examen de ces tableaux montre :

1° qu'il existe une élévation générale de la calcémie qui passe de 80-90^{mg} à 100-110^{mg} et même parfois à 120^{mg} : moyenne 115.

2° que le taux de la cholestérine, qui est d'abord de 1^{g},44 à 1^{g},80, s'élève à 2^{g},50 par litre de sang.

Le dosage du phosphore sanguin effectué chez deux malades a, de même, démontré une élévation de la phosphatémie.

Si ces résultats traduisent d'une façon générale une amélioration nette du métabolisme phosphocalcique d'une part, antitoxique de l'autre, par ailleurs, la courbe de séro-floculation de Vernes s'abaisse progressivement pour finalement atteindre des chiffres normaux (16-10 et même au-dessous).

En même temps que ce retour à la normale de la composition du sérum sanguin, on constate une ascension caractéristique du taux de l'hémoglobine, de la formule globulaire (hémoglobine 70 à 95 pour 100; 4 globules rouges 3600000 à 5000000) et du poids du malade.

En outre, chez des sujets constamment bacillifères durant des années, les crachats deviennent progressivement et totalement négatifs, en même temps que l'on constate l'effacement ou la transformation scléro-cicatricielle d'ombres radiographiques pathognomoniques.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la présence d'acide salicylique et d'acide phénylacétique dans la graisse acétono-soluble du bacille tuberculeux.* Note de M. **Nils Stendal**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

L'odeur particulière, et la coloration progressive des cultures de bacille tuberculeux font penser à la présence dans ce bacille de composés aromatiques.

Bürger ([1]) a cru pouvoir expliquer ces faits par la présence d'aldéhyde salicylique, sans d'ailleurs isoler ce composé.

Tout récemment R. J. Anderson et Melvin S. Newman ([2]) sont parvenus à isoler de l'acide anisique, ainsi qu'un pigment jaune, virant au rouge en milieu alcalin, auquel ils attribuent la formule $C^{11}H^{8}O^{3}$.

Mais, comme l'admettent ces auteurs, ces composés ne sont pas les seuls constituants aromatiques du bacille tuberculeux.

Nous avons pu le démontrer en isolant l'acide salicylique et l'acide phénylacétique.

En faisant subir à 70^{g} d'acides gras totaux, provenant de la graisse acétono-soluble du bacille tuberculeux, un entraînement très lent par la vapeur d'eau, nous avons pu isoler, par traitement du distillat aqueux (6 L.), un mélange d'acide myristique et d'un produit jaune qui peuvent être séparés grâce à l'insolubilité dans l'acétone du myristate de sodium. Nous ne parlerons pas de ce « pigment » isolé à l'état cristallisé et analysé par Anderson et Newman.

De plus nous avons remarqué que les eaux qui s'accumulent dans le ballon distillatoire avec les acides gras non volatifs, donnent, après séparation, une coloration violette intense par action du perchlorure de fer dilué. Ces eaux ont été épuisées par l'éther jusqu'à disparition presque totale de la réaction au perchlorure de fer. Les solutions éthérées abandonnent à une solution de bicarbonate de sodium une partie acide, qui, isolée par les méthodes habituelles, pèse 0^{g},93 et se présente sous forme d'une huile jaune, odorante, cristallisant partiellement après 12 heures de repos. Ces cristaux n'ont pu être isolés directement, ni par action de divers solvants, ni par sublimation.

0^{g},65 de ce produit ont été traités par l'éther de pétrole (Éb. 30°-50°) à l'ébullition.

Le résidu peu soluble, pesant 0^{g},11, est coloré en brun et donne après plusieurs cristallisations dans le benzène des cristaux bien formés, mais encore légèrement colorés, même après décoloration au noir activé. Ce corps a été identifié à l'*acide*

---

(1) M. Bürger, *Biochem. Zeitschr.*, 78, 1916, p. 155-164.

(2) *Journ. of Biol. Chem.*, **101**, 1933, p. 773-779.

salicylique par les réactions suivantes : 1° un cristal déposé sur une goutte d'une solution de bicarbonate de sodium donne un dégagement gazeux très appréciable; 2° les solutions benzéniques présentent à la lumière de Wood la fluorescence caractéristique des corps de la série salicylique; 3° en solution aqueuse, il donne avec le perchlorure de fer dilué une coloration violette intense; 4° en chauffant un cristal de ce produit avec un mélange d'alcool méthylique et d'acide sulfurique, nous avons observé l'odeur caractéristique du salicylate de méthyle; 5° une solution aqueuse diluée donne par l'iode en présence de carbonate de sodium un précipité de tétraiododiphénylènequinone; 6° le point de fusion immédiat qui est de + 158°,5 ne subit pas de dépression après mélange avec l'acide salicylique.

La solution pétrolique, concentrée et refroidie, abandonne des cristaux mal formés, fondant entre + 125° et + 130°. Après décantation, les eaux mères sont évaporées dans une capsule. Il apparaît alors au fond de celle-ci des cristaux lamellaires, brillants, fondant entre + 70° et + 71°, et ne donnant qu'une coloration rose très faible par le perchlorure de fer. Par contre, la partie qui grimpe le long de la capsule est plus jaune, d'aspect butyreux, et se colore intensément par ce réactif. Les cristaux lamellaires recueillis ont été purifiés par le procédé du « grimpage », jusqu'à ce que le liséré supérieur soit parfaitement blanc. Le point de fusion est alors uniformément de + 73°,5 — + 74°, et le perchlorure de fer ne produit plus aucune coloration. Nous n'avons pu obtenir que 0g,033 de ce produit, la méthode de purification employée entraînant des pertes importantes.

Analyse. — Subst. 3mg,745, CO^2 9mg,600, H^2O 2mg,055, C 69,91 pour 100, H 6,15 pour 100, O 23,94 pour 100. Calculé pour $(C^8H^8O^2)^n$: C 70,54 pour 100, H 5,94 pour 100, O 23,52 pour 100.

Cryoscopie. — Subst. : 0mg,84, Camphre 6mg,29 — $\Delta t = 39°$. P. m. : trouvé 140,2; calculé pour $C^8H^8O^2$: 136.

Notre produit est constitué de lamelles très fines, brillantes, solubles dans l'eau et dans tous les solvants organiques usuels.

Il présente l'odeur caractéristique de l'acide phénylacétique et décompose une solution de bicarbonate de sodium. Le mélange de notre produit avec un échantillon d'acide phénylacétique pur (P. F. : + 76°,5) fond à 75°,5.

Ces deux acides existent-ils à l'état libre dans la matière grasse du bacille tuberculeux ? Nous ne le pensons pas, car nous n'avons pu en obtenir par entraînement à la vapeur de la matière grasse non saponifiée : au lieu de ces acides, nous avons recueilli quelques gouttes d'une essence, miscible à l'éther de pétrole, donnant après saponification une partie acide cristalline, peu soluble dans ce solvant et dont nous nous proposons de continuer l'étude.

PROTISTOLOGIE. — *Ebriacées, Dinoflagellés et Radiolaires.* Note [1] de M. **Raymond Hovasse**, présentée par M. Ch. Gravier.

Les Ebriacées constituent un groupe de Flagellés dont on ne connait actuellement que quatre espèces, appartenant à autant de genres : *Ebria*, *Hermesinum*, *Gymnaster* et *Diaster*, restes d'une importante famille de Protistes de l'époque Tertiaire.

On les caractérise par l'absence de pigments assimilateurs, la présence d'un noyau du type dinokaryon, ou voisin de ce type, et la possession d'un squelette silicieux plein, intraprotoplasmique. Tous les auteurs qui ont étudié ce dernier ont noté ses affinités certaines vers celui des Radiolaires : Lemmermann (1901), P. Schulz (1928), Gemeinhardt (1931), l'ont admis, sans cependant séparer les Ebriacées des Silicoflagellés, qui, par l'ensemble de leurs caractères, sont, ainsi que l'avait prévu Pascher, des Chrysomonadines, formes nettement plus éloignées des Radiolaires. G. Deflandre (1932) a lui aussi rapproché les Ebriacées vraies des Radiolaires, par la considération exclusive des squelettes, tout en faisant une réserve en ce qui concerne leurs kystes, qu'il rapproche de ceux des Chrysomonades.

Cependant Schütt avait, dès 1895, signalé que *Actiniscus pentasterias* Ehr. — qui est certainement un squelette d'Ebriacée — se rencontre inclus dans le cytoplasme d'un Gymnodinien qu'il appelle *Gymnaster pentasterias*. Malgré les scrupules de Gemeinhardt pour lequel le squelette décrit par Schütt ne paraît pas identique aux *Actiniscus* fossiles, la considération des caractères nucléaires, tels qu'elle se dégage de l'étude des *Hermesinum* et *Ebria* actuels, et d'une figure de Meunier (1910), m'a poussé à rapprocher les Ebriacée des Péridiniens, avec cette réserve que l'observation de Schütt, faite d'après un unique exemplaire conservé, soit vérifiée (1932) [2].

Or cette vérification existe : Walter Zimmermann a observé sur le vif, à Naples, en 1924, à deux reprises différentes, un indiscutable Gymnodinien à squelette siliceux interne, correspondant sensiblement à l'espèce de Schütt [3].

Rien ne s'oppose donc plus à ce que nous classions définitivement les

---

(1) Séance du 15 janvier 1934.

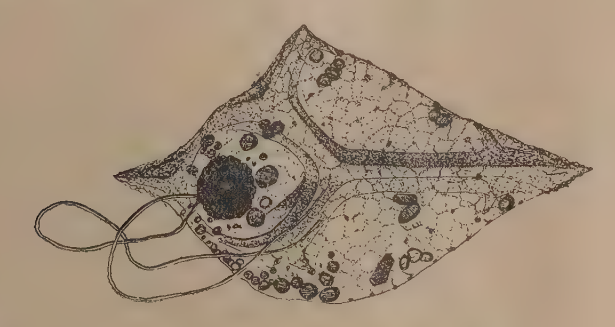
(2) R. Hovasse, *Bul. Biol.*, 66, 1932, p. 497.

(3) W. Zimmermann, *Zeitsch. f. Bot.*, 23, 1930, p. 420.

Ebriacées dans le vaste groupe des Dinoflagellés, en les rattachant aux Gymnodiniens.

Il y a là encore un remarquable exemple justifiant la confiance accordée par M. E. Chatton, puis à sa suite par G. Teissier et moi-même, aux caractères nucléaires, de préférence aux autres caractères, dans la classification des Protistes.

Cependant, la cinétide des Péridiniens est extrêmement caractéristique : elle se retrouve identique dans les formes les plus modifiées par le parasitisme, au moins lors de la formation des Gymnospores. Elle comprend partout deux flagelles hétérodynames.



Or, si Borgert a bien signalé deux flagelles chez *Ebria*, je n'en ai pour ma part pu voir qu'un seul sur les *Hermesinum* observés vivants (1932).

J'ai été ainsi amené à reprendre chez ce type l'étude de la cinétide sur matériel fixé (voir figure). J'ai reconnu là aussi l'existence de deux flagelles très fins et courts. Ils sont nettement inégaux, et unis au noyau par un connectif extrêmement court, le noyau effleurant la pellicule superficielle au niveau de leur insertion. Il est vraisemblable qu'ils sont hétérodynames, puisque sur le vif, un seul, et sans doute le plus court, bat vers l'arrière.

On se trouve ainsi en présence d'un type de cinétide voisin de celui des Adinides, et aussi de celui des Cryptomonades.

Est-ce à dire cependant que la parenté des Ébriacées avec les Péridiniens exclue une autre parenté avec les Radiolaires? Il ne semble pas. On ne peut négliger les caractères tirés de l'étude des squelettes : Gemeinhardt, Deflandre et moi-même sommes parfaitement d'accord à ce sujet. Mais, il y a plus. W. Zimmermann (*loc. cit.*) décrit chez *Gymnaster pentasterias*, à l'intérieur du squelette siliceux et le touchant extérieurement, c'est-à-dire à une certaine distance du noyau, une membrane particulière, élastique, résistant à l'acide acétique, mais détruite par l'eau de Javelle, ayant ainsi

les caractères de la membrane entourant la capsule centrale des Radiolaires. Rappelons que cette formation n'existe absolument que chez les Radiolaires, qu'elle n'y fait jamais défaut. La possession d'une capsule centrale suffirait ainsi, indépendamment du squelette siliceux, à faire de *Gymnaster* un Radiolaire.

Cette forme constitue donc une remarquable transition entre Péridiniens et Radiolaires, transition sur laquelle Zimmermann ne me semble pas avoir suffisamment insisté. La considération des caractères nucléaires avait permis à E. Chatton, dès 1925, de prévoir ce rapprochement [1].

La famille des Ébriacées, jusqu'ici *incertæ sedis*, se trouve ainsi amenée à la limite commune des deux ordres des Rhizopodes et des Flagellés.

PROTISTOLOGIE. — *Sur un Dinoflagellé à capsule périnucléaire*, Plectodinium, n. gen. nucleovolvatum, n. sp. *et sur les relations des Péridiniens avec les Radiolaires*. Note de Mlle **Berthe Biecheler**, présentée par M. F. Mesnil.

Parmi les Dinoflagellés qui végètent dans l'étang de Thau, il s'est présenté au mois d'octobre 1933, en assez grande abondance, un Gymnodinien incolore, qui par ses caractères extérieurs se rapproche du *Gyrodinium lachryma* que Meunier a découvert à l'état de rareté dans le plancton de la mer de Kara [2]. Il s'en distingue cependant par d'importantes particularités qui, en plus de la question de son identité générique et spécifique, affectent celle des relations des Péridiniens avec les Radiolaires.

Il est piriforme, effilé antérieurement, arrondi postérieurement, long de 120 à 150$^{\mu}$ large de 50 à 60$^{\mu}$. Il est du type *Gyrodinium ;* sa ceinture descend en hélice lâche et fait un peu plus d'un tour complet. Le sillon longitudinal est subméridien et très étroit. Le flagelle postérieur est, caractère de l'espèce, dédoublé chez tous les individus [3]. La cuticule est striée de bandelettes méridiennes, deux fois plus nombreuses sur l'hypocône que sur l'épicône.

---

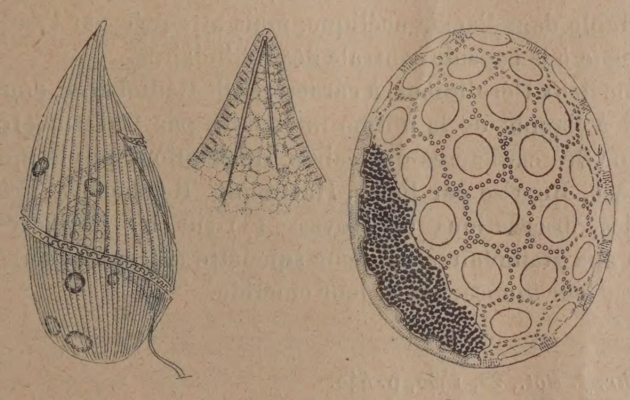
(1) E. Chatton, *Ann. Sc. Natur. Zool.*, 8, 1925, p. 36.

(2) *Campagne arctique de* 1907, p. 63, pl. XIV, fig. 21-22.

(3) L'existence de deux flagelles postérieurs a déjà été mentionnée par Ohno chez *Gymnodinium biciliatum*, petite forme d'eau douce du Japon. Elle a été mise en doute par Schiller qui a contesté la valeur de l'espèce. Elle est ici hors de discussion.

Dans le protoplasme transparent on aperçoit facilement, sur le vivant, des trichocystes alignés sous les bandelettes cuticulaires, deux pusules postérieures vésiculeuses, allongées, inégales, des inclusions cytoplasmiques réfringentes (immédiatement osmio-réductrices); le noyau volumineux presque central. Sur préparations fixées l'hématoxyline au fer fait apparaître, dans le cytoplasme, une longue baguette creuse brisée à angle aigu au pôle antérieur, et très effilée à ses deux extrémités.

Le noyau présente le caractère le plus intéressant. C'est un dinocaryon



classique, revêtu d'une mince membrane. Mais alors que chez tous les Péridiniens cette membrane est au contact même du cytoplasme, elle en est séparée ici par une enveloppe épaisse, bien visible *in vivo*, ornementée, qui la masque en la moulant exactement. Son ornementation se compose des élémemts suivants : 1° des hexagones ou subhexagones de deux à trois μ de diamètre, circonscrivant des cercles plus petits; 2° de fines ponctuations occupant les lignes mitoyennes des hexagones et qui correspondent à de fins canalicules. Cette capsule, qui résiste à l'acide acétique, est dissoute par l'eau de Javelle mais plus lentement que le cytoplasme dont on l'isole facilement par ce réactif. Elle semble être de nature protéique.

Ce Gymnodinien diffère de celui de Meunier et des Dinoflagellés en général, par trois caractères très nets : 1° le dédoublement du flagelle axial; 2° la présence d'un acicule intracytoplasmique creux; 3° l'existence d'une capsule périnucléaire. Le premier de ces caractères ne correspond peut-être qu'à une prédivision précoce. Le second est d'interprétation encore incertaine. Mais inclinant à y voir un prospicule, je rappelle l'existence de vrais spicules siliceux étoilés, découverts par Schütt, en 1895, chez un Gymnodinien, le *Gymnaster pentasterias*. Au troisième s'attache une impor-

tante signification. La capsule périnucléaire du *Plectodinium* s'identifie par ses réactions, sa structure, son ornementation, à la capsule centrale des Radiolaires péripylaires dont elle ne diffère que parce qu'elle est au contact immédiat du noyau, au lieu de ménager entre elle et lui un espace plein de cytoplasme (espace intracapsulaire). En dehors des Radiolaires on ne connaît jusqu'ici de capsule centrale que chez ce même Gymnodinium à spicules : le *Gymnaster pentasterias*. Zimmermann (1930) [1], qui l'a découverte, la décrit distante du noyau, mince et lisse, élastique et résistante, insoluble dans l'acide acétique, mais attaquée par l'eau de Javelle. Il l'homologue à la capsule centrale des Radiolaires.

Voici donc deux Péridiniens, à caractères de Radiolaires, dont la connaissance vient à l'appui de la notion introduite par Chatton (1925) [2], en considération des caractères nucléaires, de relations phylétiques entre les deux groupes. Reprise par Belár, Hartmann, Reichenow, Trojan, elle se renforce des observations de Hovasse [3] sur les Ebriacées, Flagellés apparentés aux Radiolaires par leur squelette siliceux et aux Péridiniens Adinides par leur dinocaryon et leur cinétide.

---

(1) *Zeitschr. f. Bot.*, 23, 1930, p. 440.
(2) *Ann. Sc. nat.*, 8, 1925, p. 36 et 77.
(3) Voir la Note ci-dessus, p. 402.

La séance est levée à 15^h45^m.

É. P.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances du mois de décembre 1933 (*suite et fin*).

Étude de l'amas de Præsepe basée sur les magnitudes photographiques et les longueurs d'onde effectives de 1821 étoiles, par H. L. Vanderlinden. Gembloux, Imprimerie Jules Duculot, 1933; 1 fasc. 32cm.

Carte géologique de l'Angola (1/2000000e). *Notice explicative*, par F. Mouta et H. O'Donnell. República Portuguesa. Ministério das Colónias. Colónia de Angola, 1933; 1 vol. 32cm.

Calculs des tarifs des assurances de « Risques divers » et quelques autres questions de technique (*Réassurances, réserves, bénéfices*), par L. Potin. Paris et Liége, Librairie polytechnique Ch. Béranger, 1934; 1 vol. 25cm. (Présenté par M. Maurice d'Ocagne.)

La Gamme. Gamme de Pythagore. Gamme d'Aristoxène. Gamme tempérée, par M. E. Mathias. Extrait des *Mémoires de l'Académie des sciences, inscriptions et belles-lettres de Toulouse*. Imprimerie toulousaine, 1933; 1 fasc. 24cm.

Nouvelles recherches sur la matière fulminante, par E. Mathias. Extrait du *Bulletin de l'Institut et Observatoire de physique du globe du Puy-de-Dôme*. Supplément au no 6. Clermont-Ferrand, Imprimerie générale, 1933; 1 fasc. 25cm.

Souvenirs d'un physiologiste, par Charles Richet. Paris, J. Peyronnet et Cie, 1933; 1 vol. 19cm,5.

The « Simplex » Navigation and Avigation. Tables, par J. Carlos Pinto. Fayal, Azores, Bensaude et Cie, 1933; 1 vol. 25cm,5.

Perméabilité cellulaire et problème du cancer, par W. Kopaczewski. Paris, Librairie Le François, 1934; 1 vol. 25cm,5. (Présenté par M. A. d'Arsonval.)

Les circuits oscillants. Introduction à l'étude de la radiotechnique, par J. Mercier. Paris, Librairie Delagrave, 1934; 1 vol. 25cm,5.

La lutte internationale contre le cancer, par Jacques Bandaline. Paris, Éditions médicales Norbert Maloine, 1933; 1 vol. 24cm. (Présenté par M. Ch. Richet.)

ERRATA.

(Séance du 3 janvier 1934.)

Note de M. *Jean Piveteau*, Le crâne primordial dans un Poisson triasique de Madagascar :

Page 112, ligne 12, *au lieu de* Ces différences..., *lire* Les différences avec les Élasmobranches.

(Séance du 8 janvier 1934.)

Note M. *L. Royer*, Des matières étrangères qui, ajoutées à l'eau mère d'une solution, sont susceptibles de modifier le faciès des cristaux du corps dissous :

Page 185, ligne 10 (§ 1), *au lieu de* le faciès des cristaux eux-mêmes des relations, *lire* le faciès des cristaux et les cristaux eux-mêmes des relations.

Note de Mme *Hurel-Py*, Recherches sur les conditions du pH nécessaires pour obtenir la germination des grains de pollen et la coloration vitale de leurs vacuoles :

Page 197, ligne 14, *au lieu de* 3/10000e, *lire* 3/100000e.

(Séance du 15 janvier 1934.)

Note de Mme *Irène Curie* et M. *F. Joliot*, Un nouveau type de radioactivité :

La figure représentée page 255 doit être supprimée.